

UNE PREMIÈRE MESURE LIDAR COMBINÉE D'OZONE ET DE VENT, À PARTIR D'UNE INSTRUMENTATION ET D'UNE MÉTHODOLOGIE COUP PAR COUP

THÈSE N° 1585 (1996)

PRÉSENTÉE AU DÉPARTEMENT DE GÉNIE RURAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

Luca FIORANI

laurea in fisica dell'Università di Padova, Italia
de nationalité italienne

acceptée sur proposition du jury:

Prof. H. van den Bergh, directeur de thèse
Dr B. Calpini, corapporteur
Dr E. Durieux, corapporteur
Prof. G. Mégie, corapporteur
Dr V. Mitev, corapporteur
Prof. R.-P. Salathé, corapporteur

Lausanne, EPFL
1996

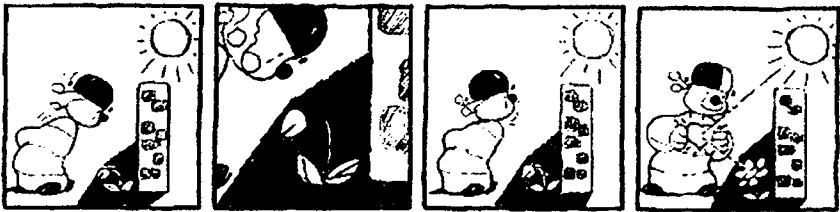
*Lo duca e io per quel cammino ascoso
intrammo a ritornar nel chiaro mondo;
e senza cura aver d'alcun riposo,*

*salimmo sù, el primo e io secondo,
tanto ch'i' vidi de le cose belle
che porta 'l ciel, per un pertugio tondo.*

E quindi uscimmo a riveder le stelle.

Dante Alighieri, "INFERNO"

Après avoir complété la rédaction de cette thèse, l'auteur à repéré dans la littérature une application de l'optique (basé sur un miroir d'une géométrie tout à fait originale) qui - hélas! - lui semble bien plus prometteuse que celle décrite dans le présent travail. Le lecteur pourra juger de la valeur de cette publication récente [Kostner W. (1996) "GiBì e Doppia W" *Città Nuova* 8, 65], à partir de la figure reproduite ci-dessous.



Pour cette raison ces pages sont dédiées à:

l'amor che move il sole e l'altre stelle

Dante Alighieri, "PARADISO"

Table des matières

Avant-propos	IX
Note pour le lecteur	XI
Remerciements	XIII
Version abrégée	1
Abstract	3
Riassunto	5
Chapitre I: Introduction	7
1 - Ozone troposphérique: formation et effets	8
1.1 - Formation	9
1.2 - Effets	11
2 - Technique lidar	13
3 - Mesure DIAL	16
3.1 - Équation DIAL	17
3.2 - Choix des longueurs d'onde pour le système DIAL de l'EPFL	18
4 - Méthodologie coup par coup	21
Références	25
Chapitre II: Système expérimental	31
1 - Optique	33
1.1 - Optique d'émission	33
1.1.1 - Sources laser	33
1.1.2 - Acheminement des faisceaux et contrôle de l'énergie	35

1.2 - Optique de détection	36
1.2.1 - Télescope	36
1.2.2 - Spectromètre	39
2 - Électronique	46
2.1 - Flux des données	47
2.2 - Flux des signaux de synchronisation	47
3 - Test du système	52
3.1 - Effet différentiel indépendant de l'atmosphère	52
3.2 - Intercomparaison entre DIAL et analyseurs au sol	53
3.3 - Intercomparaison entre DIAL, avion et sonde	55
3.4 - Comportement de l'erreur statistique	56
3.5 - Performances réelles de l'optique	57
4 - Conclusions	58
Références	59
Chapitre III: Traitement des données	63
1 - Calcul de la concentration non corrigée d'ozone	64
1.1 - Valeur moyenne de la distance et du signal	64
1.2 - Concentration non corrigée d'ozone	69
2 - Calcul de la concentration corrigée d'ozone	71
2.1 - Coefficients de rétrodiffusion et d'extinction	71
2.2 - Concentration corrigée d'ozone	78
3 - Erreur systématique de la concentration d'ozone	81
3.1 - Erreur systématique liée à l'offset du signal	81
3.2 - Erreur systématique liée à la section efficace de l'ozone	82
3.3 - Erreur systématique liée à l'algorithme de correction	82
3.4 - Biais lié à la superposition entre émission et détection	84
3.5 - Exclusion d'un effet de la vapeur d'eau	89
3.6 - Conclusion	90
4 - Correction de la déformation des distributions	91
4.1 - Algorithme correctif	94
4.2 - Vérification de l'algorithme correctif	96
4.3 - Application de l'algorithme correctif	98
5 - Exemple d'application: la campagne MEDCAPHOT	100
6 - Conclusions	107
Références	108

Chapitre IV: Modèle du signal lidar	113
1 - Modèle	114
1.1 - Observations préliminaires	114
1.2 - Modèle phénoménologique de l'erreur statistique	122
1.3 - Construction du signal simulé	127
2 - Vérification de l'algorithme d'analyse des données	128
2.1 - Erreur du signal	128
2.2 - Concentration d'ozone et son erreur	132
2.2.1 - Effet de la correction sur l'erreur de la concentration	132
2.2.2 - Effet de ΔR sur l'erreur de la concentration	133
2.2.3 - Une méthode alternative pour calculer la concentration	133
3 - Comparaison des méthodes d'estimation de l'erreur	136
3.1 - Méthode poissonienne	136
3.2 - Méthode "a posteriori"	136
3.2.1 - Description	136
3.2.2 - Comparaison	140
4 - Conclusions	141
Références	142
 Chapitre V: Mesure simultanée de l'ozone et du vent	145
1 - Théorie de la mesure du vent par corrélation	146
1.1 - Principe	146
1.2 - Formalisme	147
2 - Mesure du vent par corrélation	151
2.1 - Algorithme	151
2.1.1 - Application du formalisme au cas concret	151
2.1.2 - Critère de rejet des mauvaises corrélations	154
2.1.3 - Automatisation du critère de rejet des mauvaises corrélations	158
2.2 - Erreur	162
2.3 - Résultats	163
3 - Conclusions	166
Références	167
 Chapitre VI: Conclusions et perspectives	171
Références	173

Curriculum vitae	175
Publications	177

Avant-propos

Cette thèse est le fruit de l'aventure scientifique passionnante que j'ai vécu au bord du Lac Léman, en Suisse Romande: le développement d'une instrumentation lidar et d'une nouvelle méthodologie pour la mesure de l'ozone troposphérique. À mon arrivée à Lausanne, bien que les lasers avaient été achetés, tout était à construire. J'ai donc eu la chance de pouvoir contribuer de manière déterminante à la conception et à la réalisation du système, plus particulièrement de son optique.

Dans le cadre de ce travail pratique, j'ai mûri une expérience dans différents domaines de physique expérimentale: elle est allée de la manipulation de gaz corrosifs au dessin technique, de l'opération continue et fiable des lasers au couplage télescope - spectromètre par fibre optique.

Finalement, la participation active à quatre campagnes de mesure et l'écriture des programmes d'analyse m'ont permis d'exploiter les données, jusqu'à obtenir les résultats décrits en détail dans cette thèse.

Note pour le lecteur

La numérotation des éléments tels que sections, équations, figures et tables est relative à chaque chapitre. Lorsque le texte se réfère à un élément d'un autre chapitre, celui-ci est spécifié par le numéro romain correspondant: par exemple, l'équation (3) du deuxième chapitre est référencée dans le reste de la thèse comme l'équation (II.3).

Les mots anglais sont préférés au cas où la traduction française n'existe pas ou n'est pas utilisée couramment.

Sauf indication contraire, les formules sont exprimées dans le Système International, la divergence des cônes est définie par l'angle entre l'axe et la génératrice et l'erreur statistique est mesurée avec un niveau de confiance de 68 %.

Remerciements

Après avoir joui, pendant quatre ans, des structures performantes de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne, j'aimerais remercier tous ceux qui coopèrent à son bon fonctionnement. En particulier, je suis gré aux membres du Laboratoire de la Pollution de l'Air et du Sol et au directeur de cette thèse, M. le Prof. Hubert van den Bergh.

Par ailleurs, je ne voudrais pas oublier toutes les autres personnes qui, de quelque manière, ont contribué à ce travail. Je mentionnerai ici seulement ma famille qui, parmi le reste, m'a permis d'étudier la physique et les amis qui ont parfois subi les conséquences des moments de fatigue ou de découragement. À l'époque d' "internet", il est urgent de reconnaître que chaque résultat individuel est en réalité le fruit de ce filet complexe et merveilleux que nous appelons l'humanité.

"Dulcis in fundo", comme disaient mes ancêtres, j'adresse ma gratitude la plus profonde au Dr. Éric Durieux: en l'absence de ses projets, de ses apports scientifiques et de son intégrité, cette thèse n'aurait pu être achevée.

Version abrégée

Pendant ces dernières décennies, la pollution de l'air a attiré l'attention des scientifiques à cause de la dégradation de l'environnement humain qu'elle a provoquée. Malheureusement, l'étude de ce phénomène dynamique est très complexe et demande l'utilisation de modèles qui calculent l'évolution des paramètres physico-chimiques de l'atmosphère. De plus, les prédictions des simulations numériques doivent être validées par des mesures résolues en distance et en temps, effectuées continuellement jusqu'au sommet de la couche limite planétaire.

Seul le radar optique ou lidar atteint les performances susmentionnées: pour cette raison le Laboratoire de la Pollution de l'Air et du Sol (LPAS) de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL) a développé un tel système afin de fournir aux modélisateurs des informations complémentaires à celles données par les mesures au sol. Cet instrument, après avoir été monté sur une plate-forme mobile, a déterminé la concentration d'une espèce clé, l'ozone, de manière fiable et précise pendant plusieurs campagnes de mesure.

De plus, le système de l'EPFL est un lidar coup par coup, car il est capable d'enregistrer chaque signal détecté et non seulement sa valeur moyenne dans un intervalle de temps. Cette caractéristique est novatrice dans le domaine de la détermination par lidar de l'ozone troposphérique et permet de mesurer rigoureusement l'erreur statistique, de corriger l'effet de biais systématiques et d'observer le comportement dynamique de l'atmosphère:

- la mesure de l'erreur statistique a été utilisée pour la construction d'un modèle du signal et de son bruit, utile pour le projet des systèmes lidar à venir et pour la comparaison des différents algorithmes de traitement des données,
- la correction du biais lié à la déformation artificielle des distributions statistiques du signal à la longue distance a permis d'étendre considérablement la portée des profils d'ozone,

- l'observation du comportement dynamique de l'atmosphère a abouti à la première mesure simultanée de la concentration d'un polluant et de la vitesse du vent avec le même ensemble de données enregistré par un lidar.

Abstract

During these last decades, air pollution has drawn the attention of scientists because of the deterioration of the human environment that it has caused. Unfortunately, the study of this dynamic phenomenon is very complex and requires the use of models that compute the evolution of the physico-chemical parameters of the atmosphere. Moreover, the predictions of the numerical simulations have to be validated by range- and time-resolved measurements, carried out continuously up to the top of the planetary boundary layer.

Only the optical radar or lidar satisfies these specifications: for this reason the Laboratory for Air and Soil Pollution (LPAS) of the Swiss Federal Institute of Technology (EPFL) has developed such a system in order to provide the modellers with information complementary to that given by the ground measurements. This instrument, after mounting on a mobile platform, has determined the concentration of the key molecule ozone during several field campaigns, demonstrating its reliability and precision.

Moreover, the EPFL system is a shot per shot lidar, able to record each detected signal and not only its average in a time interval. This feature is innovative to lidar determinations of tropospheric ozone and allows one to measure accurately the statistical error, to correct for the effect of systematic biases and to observe the dynamic behaviour of the atmosphere:

- the measurement of the statistical error has been used to build a model of the signal and of its noise, useful in the design of future lidar systems and for the comparison of the various data processing algorithms,
- the correction of the bias caused by the artificial deformation of the statistical distribution of the signal at long distance has led to a considerable increase of the range of the retrieved ozone profiles,
- the observation of the dynamic behaviour of the atmosphere has resulted in the first simultaneous measurement of a pollutant concentration and of the wind velocity with the same data set recorded by a lidar.

Riassunto

Durante questi ultimi decenni, l'inquinamento atmosferico ha attirato l'attenzione degli scienziati a causa della degradazione dell'ambiente umano che ha provocato. Sfortunatamente, lo studio di questo fenomeno dinamico è molto complesso e richiede l'utilizzazione di modelli che calcolino l'evoluzione dei parametri fisico-chimici dell'atmosfera. Inoltre, le predizioni delle simulazioni numeriche devono essere convalidate con delle misure risolte in distanza e in tempo, effettuate continuamente fino alla cima dello strato limite planetario.

Solo il radar ottico o lidar raggiunge le prestazioni suddette: per questo motivo il Laboratorio dell'Inquinamento dell'Aria e del Suolo (LPAS) del Politecnico Federale di Losanna (EPFL) ha sviluppato un tale sistema per fornire ai modellizzatori delle informazioni complementari a quelle date dalle misure al suolo. Questo strumento, dopo esser stato montato su una piattaforma mobile, ha determinato la concentrazione d'un composto chiave, l'ozono, in modo affidabile e preciso durante molte campagne di misura.

Inoltre, il sistema dell'EPFL è un lidar colpo per colpo, essendo capace di registrare ogni segnale rivelato e non solo la media in un intervallo di tempo. Questa caratteristica è innovatrice nel campo della determinazione con lidar dell'ozono troposferico e permette di misurare rigorosamente l'errore statistico, di correggere l'effetto di errori sistematici e d'osservare il comportamento dinamico dell'atmosfera:

- la misura dell'errore statistico è stata utilizzata per la costruzione d'un modello del segnale e del suo rumore, utile per la progettazione dei futuri sistemi lidar e per la comparazione dei differenti algoritmi di trattamento dei dati,
- la correzione dell'effetto legato alla deformazione artificiale delle distribuzioni statistiche del segnale alla lunga distanza ha permesso di estendere considerevolmente la portata dei profili d'ozono,

- l'osservazione del comportamento dinamico dell'atmosfera ha condotto alla prima misura simultanea della concentrazione d'un inquinante e della velocità del vento con lo stesso insieme di dati registrato da un lidar.

Introduction

Au seuil de l'an 2000 la science est appelée à se mettre au service de l'homme: aujourd'hui plus que jamais le développement technologique doit s'harmoniser avec le respect de la nature. Une des menaces actuelles les plus graves pour l'environnement humain est la pollution atmosphérique: bien que la dégradation de la qualité de l'air soit connue depuis longtemps (dès le 12^{ème} siècle Moses Maimonides attribuait à ce phénomène différents troubles de la psyché humaine) [Finl86], c'est seulement récemment que ces phénomènes ont atteint une échelle mondiale (effet de serre, trou d'ozone) [Vern92]. Ce défi planétaire demande une collaboration interdisciplinaire et internationale des chercheurs [ESA 96] et un transfert de connaissances vers la communauté politique devant établir les législations appropriées pour limiter l'émission des substances nuisibles.

Plusieurs processus dynamiques causent la pollution de l'air, rendant ainsi extrêmement difficile la prévision de son niveau. La modélisation de l'atmosphère par des programmes complexes est l'outil privilégié pour évaluer l'évolution spatio-temporelle de la concentration des polluants car elle permet de tenir compte des sources d'émissions, des réactions chimiques, du rayonnement solaire, des phénomènes de transport et des effets de déposition [Mell92]. Néanmoins, l'adéquation des modèles à la réalité demande d'en valider les prédictions par des mesures résolues en distance et en temps, effectuées continuellement jusqu'au sommet de la couche limite planétaire.

Pour cette raison il a été décidé de construire un radar optique ou lidar [Melf76, Gran95] au sein du Laboratoire de la Pollution de l'Air et du Sol (LPAS) de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL). En fait, ce système peut non seulement atteindre la même précision des mesures "in situ" [Beek94, Kemp94] mais présente des nombreux avantages:

- il établit de façon routinière le profil de concentration d'une molécule en fonction de l'altitude avec une portée et une résolution spatio-temporelle élevées,

- il fournit une valeur moyenne dans l'espace moins sensible aux effets locaux,
- il n'extrait pas un échantillon d'air (la possibilité que le gaz soit altéré est ainsi éliminée),
- il est le seul capable de balayer un hémisphère, ce qui lui permet en principe de suivre l'évolution des polluants à partir de la source.

De plus, l'instrument dont traite le présent travail a effectué une mesure simultanée d'ozone et de vent grâce à sa capacité d'enregistrer chaque signal détecté et non seulement sa valeur moyenne dans un intervalle de temps (méthodologie coup par coup). Cet aboutissement constitue une première dans le domaine et montre que le lidar fournit en temps réel des informations précieuses sur la chimie et sur le transport atmosphériques.

Ce projet scientifique s'est d'ailleurs harmonieusement inséré dans le cadre de la collaboration européenne TESLAS (Tropospheric Environmental Studies by Laser Sounding) dont l'objectif principal était de développer des méthodes de télédétection des espèces gazeuses par technique laser [Barb87].

Après une brève description de la chimie de l'ozone troposphérique et de l'impact de cette espèce sur la qualité de l'air (section 1), la technique lidar a été introduite (section 2). En réalité la reconstruction du profil de concentration d'une molécule est basée sur la mesure par absorption différentielle (section 3). Finalement, la section 4 donne un premier aperçu des capacités de la méthodologie coup par coup.

1 - Ozone troposphérique: formation et effets

Bien que la conception du lidar de l'EPFL lui permette en principe de sonder plusieurs substances, sa mise au point a été accomplie pour la détection de l'ozone. Cette molécule a été choisie par son caractère de polluant secondaire qui lui confère la propriété d'être un bon test pour un modèle: sa production est le résultat de toute une série de phénomènes physico-chimiques tels que le rayonnement solaire et les réactions des autres polluants, par conséquent son niveau peut être prédit seulement par un programme de simulation qui décrive correctement toutes les variables qui le déterminent. Un motif ultérieur pour étudier cet oxydant (non moins important que le premier) est son impact sur la qualité de l'air.

Cette section a pour but d'introduire à la thématique de l'ozone troposphérique: pour une description plus détaillée de sa formation et de ses effets le lecteur est renvoyé à la littérature [Finl86, Sein86, Warn88, Well88].

1.1 - Formation

Près de la surface terrestre, la seule source importante d'ozone est la photolyse du NO_2 :



Le niveau naturel de l'ozone reste néanmoins bas à cause de la régénération rapide du NO_2 :



Les grandes quantités de NO_2 nécessaires à la formation de l'ozone se développent en présence d'un intense rayonnement solaire et des hautes concentrations d'hydrocarbures et de monoxyde d'azote générées par les automobiles, selon le mécanisme montré à la figure 1.

Malgré sa faible concentration (de l'ordre de 10^6 molécule cm^{-3}), le radical OH joue un rôle clé dans ce phénomène en réagissant avec les hydrocarbures à l'exclusion du méthane (RH) et les aldéhydes (RCHO) pour donner les radicaux R et RCO. Ces deux espèces se lient avec l' O_2 et forment le RO_2 et le RC(O)O_2 , substances très efficaces pour la transformation du NO en NO_2 . La photolyse de ce dernier mène finalement à la production de l'ozone selon les réactions (1) et (2).

Bien que le radical OH soit régénéré dans la chaîne d'oxydations des hydrocarbures (figure 1), ce seul mécanisme ne suffit pas à expliquer la concentration de cette espèce nécessaire à déclencher et à maintenir la formation de l'ozone. Trois autres sources ont été décelées. La photolyse de l'acide nitreux dominerait au lever du soleil:



tandis que la dissociation de l'ozone:



et du formaldéhyde:



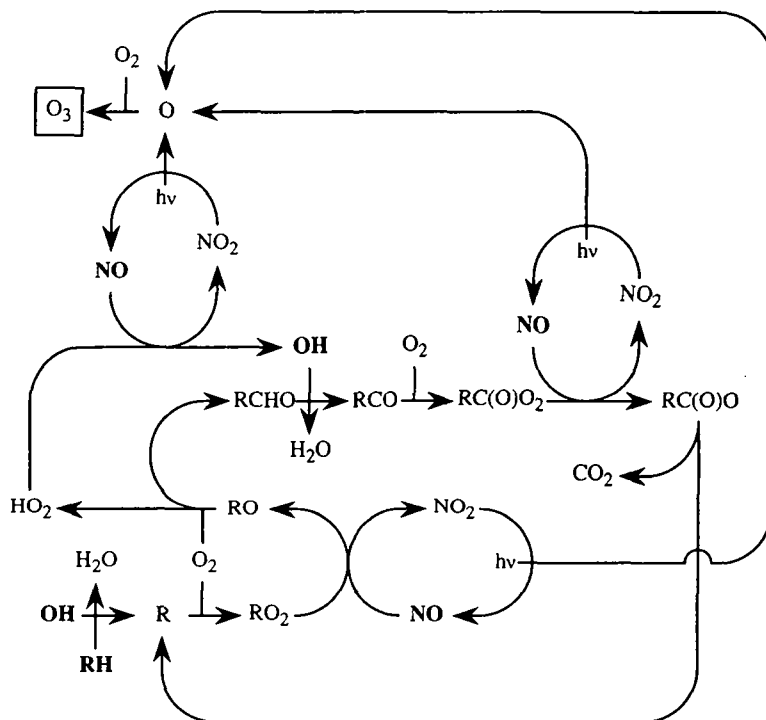


Figure 1: Mécanisme de formation de l'ozone. RH indique un hydrocarbure à l'exclusion du méthane et R symbolise un radical générique.



gagneraient d'importance pendant la journée avec l'augmentation de leur concentration.

La formation de l'ozone est accompagnée par celle d'autres molécules contenant de l'azote, comme l'acide nitrique et le peroxyacétylnitrate ou PAN (ce dernier est le résultat de la combinaison de $CH_3C(O)O_2$ et NO_2). Le phénomène global de production de tous ces espèces est appelé pollution photochimique.

1.2 - Effets

Bien que des dommages sur les cultures aient été observés dans la région de Los Angeles dès 1944, seulement au début des années 50 il devint clair que ces dégâts étaient dus à un nouveau phénomène, la pollution photochimique, et que l'ozone en était un des majeurs responsables [Finl86]. Les recherches menées dans les décennies suivantes ont décelé que les effets néfastes de cet oxydant s'étendaient tant aux matériaux qu'aux êtres vivants.

L'ozone dégrade soit les polymères naturels tels que la gomme, le coton, la cellulose et le cuir, soit les peintures, les élastomères, le plastique, le nylon et les colorants des tissus. Il a été estimé que cet oxydant est responsable de 30 % du coût total causé par les dommages de la pollution atmosphérique sur la matière inanimée [Well88].

L'accès de l'ozone dans les végétaux se réalise principalement par les stomates des feuilles. Les membranes cellulaires sont ensuite attaquées en donnant comme effets visibles le blanchiment, l'apparition de mouchetures, la diminution du taux de croissance et le vieillissement prématuré. Il a été estimé que cette substance est dangereuse pour les plantes déjà à partir d'une exposition de 30 ppb pendant quatre heures [Sein86].

Finalement, pour ce qui concerne la santé de l'homme, il a été reconnu que l'ozone endommage les parois des bronches et des alvéoles. Un niveau particulièrement élevé de ce polluant peut mener à l'œdème, tandis qu'une exposition prolongée aggrave les affections respiratoires tel que la bronchite ou l'emphysème. Néanmoins une haute concentration pendant une période brève est plus dangereuse qu'un bas niveau sur le long terme. Les sujets à risque sont les enfants, les personnes âgées et, naturellement, les individus souffrants de maladies pulmonaires.

Valeurs limites d'exposition à l'ozone

<i>OMS</i>	100 ppb pour 1 h
<i>États Unis</i>	120 ppb pour 1 h
<i>Japon</i>	60 ppb pour 1 h
<i>Suisse</i>	60 ppb pour 1 h

Table 1: Valeurs limites d'exposition à l'ozone selon les recommandations de l'OMS (Organisation Mondiale de la Santé) et les normes établies par trois pays industrialisés. En général les législations demandent que ces niveaux ne soient pas dépassés plus qu'une fois par année.

Sur la base d'expérimentations animales, de recherches épidémiologiques et d'études environnementales l'Organisation Mondiale de la Santé et plusieurs nations ont promulgué des normes qui fixent les expositions maximales admises aux principaux polluants. Les valeurs limites pour l'ozone sont données à la table 1. Malheureusement, les dépassements de ces niveaux sont très fréquents, soit dans les grandes villes [Powe94], soit dans les zones rurales [Tour94].

2 - Technique lidar

L'acronyme lidar (light detection and ranging) a été introduit en analogie avec le radar dans le contexte des détecteurs de nuages à lumière pulsée [Midd53]. Quoique ce terme ait été suggéré bien avant l'invention du laser (conçu par Schawlow et Townes en décembre 1958 et réalisé par Maiman en juillet 1960) [Hech85], c'est seulement avec son avènement que la technique lidar s'est répandue.

Les nouvelles possibilités offertes à la météorologie par cette source révolutionnaire de lumière ne sont pas restées longtemps inaperçues [Fioc63, Goye63, Coll66, Derr70]: les caractéristiques du faisceau laser (intensité, faible divergence, courte durée des impulsions et monochromaticité) en font l'instrument idéal pour la télédétection optique. La mesure jusqu'à plusieurs kilomètres d'altitude de la densité de l'air, de sa température, de sa teneur en vapeur d'eau, la détection des gaz trace, l'étude des nuages, l'observation des aérosols stratosphériques, les sondages de la haute atmosphère et la surveillance de la pollution sont quelques exemples des applications possibles du lidar [Coll76, Meas92, Clif94, Gran95].

Un lidar est composé essentiellement d'une émission (laser) et d'une détection (téléscope). Son principe de fonctionnement est illustré à la figure 2: la matière rétrodiffusante (molécules, aérosols) à la distance R du système renvoie une partie de l'impulsion laser vers A, surface active du télescope. L'analyse du signal détecté en fonction de t , intervalle de temps entre émission et détection, permet donc d'étudier les propriétés optiques de l'atmosphère le long du faisceau car la relation entre t et R est donnée par la simple équation:

$$R = \frac{c \cdot t}{2} \quad (11)$$

où c est la vitesse de la lumière.

Les photons détectés dans le temps de réponse du détecteur τ_D sont rétrodiffusés par la couche comprise entre les distances R et $R + c\tau_D/2$. Leur nombre n est proportionnel à l'épaisseur $c\tau_D/2$ et au coefficient de rétrodiffusion β du volume d'air intéressé. De plus, dans son trajet d'aller et retour, l'impulsion originelle de n^0 photons est atténuée par l'atmosphère. Ce phénomène est quantifié par le coefficient d'extinction α . En outre, n est d'autant plus grand que le sont l'angle solide A/R^2 et l'efficacité ζ du système de détection.

Sur la base de la discussion précédente, l'équation lidar peut être finalement écrite [Meas92]:

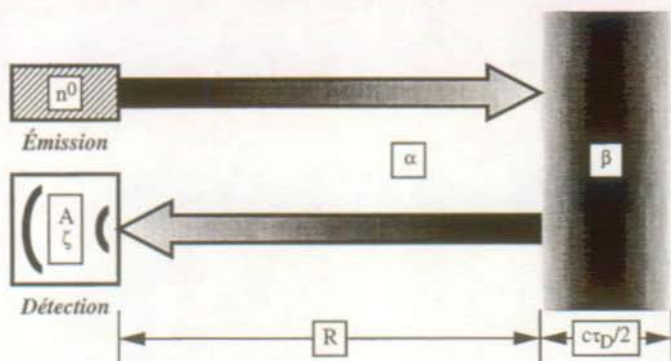


Figure 2: Principe de la technique lidar.

$$n(R) = n^0 \zeta(R) \frac{A}{R^2} \beta(R) \frac{c \tau_D}{2} \exp \left[-2 \int_0^R \alpha(R') dR' \right] \quad (12)$$

La proportionnalité à l'inverse du carré de la distance confère au signal lidar l'énorme dynamique qui rend difficile sa détection. Une manière de résoudre ce problème consiste en la séparation des axes d'émission et de détection, de sorte que l'efficacité soit réduite pour la courte distance en proportion de l'intersection du faisceau laser avec le champ de vision du télescope. La figure 3 montre le comportement de ζ en fonction de R pour un système biaxial: dans la région de recouvrement complet entre émission et détection l'efficacité demeure constante.

Les coefficients de rétrodiffusion et d'extinction peuvent être calculées à partir de la théorie classique qui décrit l'interaction entre la radiation et les constituants de l'air [Elte68, Shet79].

Deux cas doivent être distingués [Weic90]:

- la diffusion par les molécules (Rayleigh),
- la diffusion et l'absorption par les aérosols (Mie).

La solution du premier est relativement facile, tandis que le deuxième demande la connaissance de la concentration, de la taille, de la géométrie et de l'index de réfraction des particules. Néanmoins, plusieurs méthodes d'inversion de l'équation lidar ont été proposées pour déterminer α et β à partir du signal et de certaines hypothèses [Kric94].

La variable α représente le coefficient d'extinction de l'air en faisant abstraction des phénomènes quantiques. Si, en plus, la longueur d'onde du laser est comprise dans la bande

d'absorption d'une espèce présente dans l'atmosphère en quantité non négligeable, il faut en tenir compte dans le calcul du coefficient d'extinction totale:

$$\alpha_{\text{tot}}(R) = \alpha(R) + \sigma C(R) \quad (13)$$

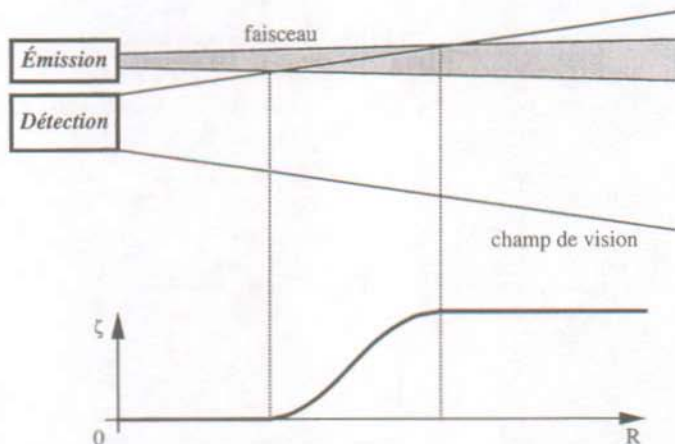


Figure 3: Recouvrement entre émission et détection et son effet sur l'efficacité pour un lidar biaxial.

où σ et C sont, respectivement, la section efficace et la concentration de la molécule en question. L'équation lidar doit alors être modifiée comme suit [Meas92]:

$$n(R) = n^0 \zeta(R) \frac{A}{R^2} \beta(R) \frac{c \tau_D}{2} \exp \left\{ -2 \int_0^R [\alpha(R') + \sigma C(R')] dR' \right\} \quad (14)$$

Si cette dernière est exprimée en termes de puissance émise et détectée (p^0 et p , dans l'ordre), une simple opération algébrique montre que la durée de l'impulsion laser τ_L doit prendre la place du temps de réponse du détecteur τ_D dans son deuxième membre [Meas92]:

$$p(R) = p^0 \zeta(R) \frac{A}{R^2} \beta(R) \frac{c \tau_L}{2} \exp \left\{ -2 \int_0^R [\alpha(R') + \sigma C(R')] dR' \right\} \quad (15)$$

En tous cas la résolution spatiale de la mesure est limitée par la distance $c(\tau_D + \tau_L)/2$.

3 - Mesure DIAL

Comme il a été souligné dans la section précédente, le coefficient d'extinction peut être fortement influencé par la présence d'une substance au cas où sa bande d'absorption comprend la longueur d'onde du laser. L'observation de ce phénomène a mené à l'idée de la mesure de la concentration d'un gaz par absorption différentielle ou DIAL (differential absorption lidar) [Scho66, Coll76, Brow82, Mégi85, Brow89, McDe91]. Dans ce procédé deux faisceaux colinéaires sont émis: l'un (ON) est absorbé par l'espèce en question, tandis que l'autre (OFF) ne l'est pas. Le profil de concentration de la molécule est ainsi reconstruit en comparant les deux signaux lidar. La figure 4 montre le principe de cette méthode.

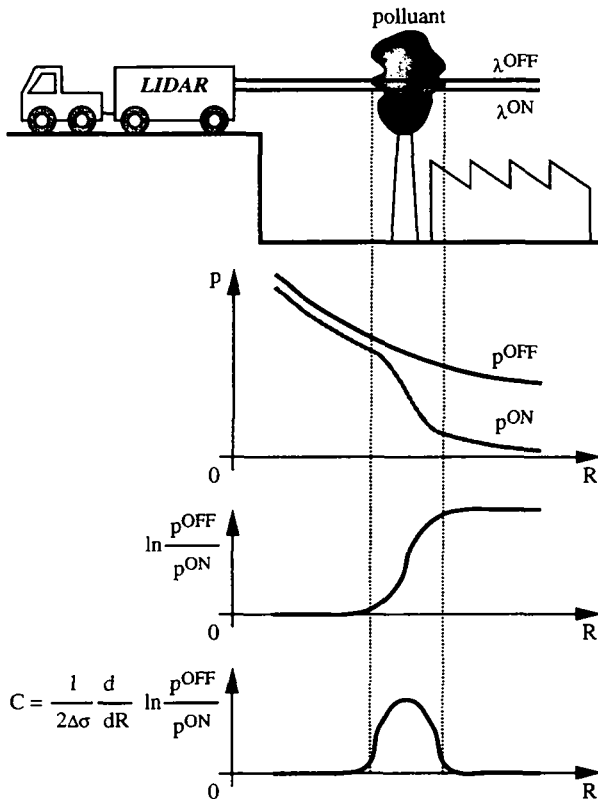


Figure 4: Principe de la mesure DIAL.

3.1 - Équation DIAL

La première étape pour l'écriture de l'équation DIAL consiste en l'écriture de la relation (15) pour les longueurs d'onde λ^{ON} et λ^{OFF} . Les deux égalités ainsi obtenues peuvent ensuite être divisées membre à membre :

$$\frac{p^{OFF}(R)}{p^{ON}(R)} = \frac{p^{0,OFF}}{p^{0,ON}} \frac{\zeta^{OFF}(R)}{\zeta^{ON}(R)} \frac{\beta^{OFF}(R)}{\beta^{ON}(R)} \frac{\tau_L^{OFF}}{\tau_L^{ON}} \exp \left\{ 2 \int_0^R [\Delta\alpha(R') + \Delta\sigma C(R')] dR' \right\} \quad (16)$$

où :

$$\Delta\alpha(R) = \alpha^{ON}(R) - \alpha^{OFF}(R) \quad (17)$$

$$\Delta\sigma = \sigma^{ON} - \sigma^{OFF} \quad (18)$$

Dans la région de recouvrement entre émission et détection, où le rapport des efficacités ne dépend pas de la distance, la dérivation du logarithme de l'expression (16) mène à :

$$\frac{d}{dR} \ln \left[\frac{p^{OFF}(R)}{p^{ON}(R)} \right] = \frac{d}{dR} \ln \left[\frac{\beta^{OFF}(R)}{\beta^{ON}(R)} \right] + 2\Delta\alpha(R) + 2\Delta\sigma C(R) \quad (19)$$

d'où l'équation DIAL peut être finalement déduite [Meas92] :

$$C(R) = \frac{1}{2\Delta\sigma} \frac{d}{dR} \ln \left[\frac{p^{OFF}(R)}{p^{ON}(R)} \right] - \frac{1}{2\Delta\sigma} \frac{d}{dR} \ln \left[\frac{\beta^{OFF}(R)}{\beta^{ON}(R)} \right] - \frac{\Delta\alpha(R)}{\Delta\sigma} \quad (20)$$

Au cas où λ^{ON} et λ^{OFF} sont suffisamment rapprochées pour que les coefficients de rétrodiffusion et d'extinction soient pratiquement identiques pour les deux faisceaux :

$$C(R) = \frac{1}{2\Delta\sigma} \frac{d}{dR} \ln \left[\frac{p^{OFF}(R)}{p^{ON}(R)} \right] \quad (21)$$

et donc le profil de concentration de l'espèce sondée est obtenu simplement à partir de sa section efficace - qui est généralement bien connue - et des signaux lidar. Cette dernière équation a été appliquée avec succès pour plusieurs molécules ayant une bande d'absorption étroite.

Malheureusement le spectre d'absorption de l'ozone est très large (figure 5) et la relation (21) constitue en général une approximation trop grossière. Seule l'application de l'égalité (20) permet d'atteindre le résultat correct. Le deuxième et le troisième terme du membre de droite de l'équation (20) sont appelés corrections. La méthode d'inversion de l'équation lidar qui

permet de les calculer sera décrite dans le chapitre dédié au traitement des données. Dans la suite, les symboles C et σ indiqueront, respectivement, la concentration et la section efficace de l'ozone.

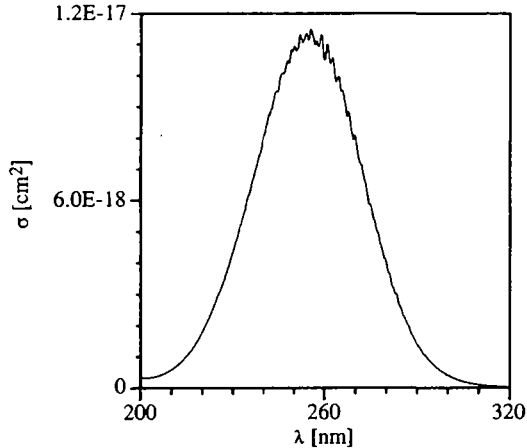


Figure 5: Section efficace d'absorption de l'ozone [Mali95].

3.2 - Choix des longueurs d'onde pour le système DIAL de l'EPFL

Le choix des longueurs d'onde s'avère un point crucial dans la conception d'une expérience DIAL. L'accordabilité des lasers colorants, adoptés pour le système développé à l'EPFL, peut être ainsi exploitée pour optimiser aux mieux λ^{ON} et λ^{OFF} selon les considérations qui vont être développées.

L'estimation du deuxième et du troisième terme du membre de droite de l'équation (20) comporte quelques incertitudes [Mats94]. Le premier terme doit alors dominer afin d'obtenir une détermination précise de la concentration d'ozone. Par conséquent, l'absorption différentielle du polluant (proportionnelle à $\Delta\sigma$) doit prévaloir sur les corrections (approximativement proportionnelles à $\Delta\lambda$, différence entre λ^{ON} et λ^{OFF} [Ance96]). Donc, les régions du spectre d'absorption où $d\sigma/d\lambda$ est maximum sont à préférer. Cette condition est vérifiée autour de 235 et 275 nm (figure 5), mais seul le deuxième intervalle peut être retenu pour des raisons d'efficacité des éléments d'optique.

Concernant le rayonnement solaire, sa contribution au bruit devient négligeable pour des longueurs d'onde inférieures à 290 nm [Maed90].

De plus λ^{ON} et λ^{OFF} doivent être choisies de manière à éviter toutes interférences dans la mesure de l'ozone dues à d'autres polluants. La contribution la plus importante à ce phénomène est donnée par le SO_2 [Ance96]. La meilleure façon de neutraliser son effet est de choisir deux longueurs d'onde de manière que $\Delta\sigma^{\text{SO}_2}$ soit nulle (figure 6).

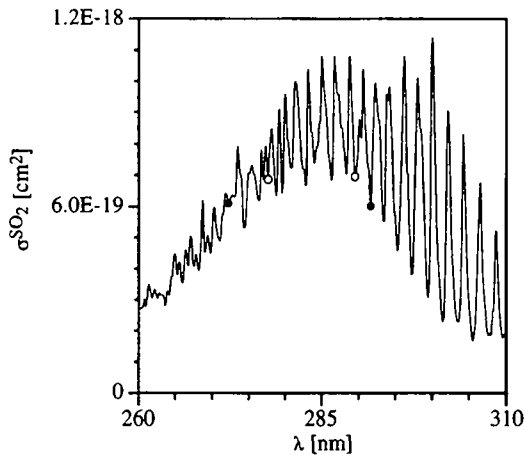


Figure 6: Section efficace d'absorption du SO_2 [Mana93]. Les points noirs (blancs) indiquent le premier (deuxième) couple de longueurs d'onde choisi pour la mesure DIAL de l'ozone.

Les deux couples de longueurs d'onde adoptés (272.2, 291.65 nm et 277.7, 289.5 nm) satisfont chaque exigence énoncée et sont contenues dans les intervalles de fonctionnement optimal de tous les éléments qui constituent le système DIAL de l'EPFL. Le premier couple s'adapte mieux à des déterminations précises car, à cause de son $\Delta\sigma$ grand, l'absorption de l'ozone domine sur tout autre effet différentiel. Le deuxième, par contre, permet d'atteindre un intervalle de mesure plus long ou d'assurer le fonctionnement de l'instrument dans des zones où la concentration d'ozone est élevée parce que l'extinction à 277.7 nm est réduite presque d'un facteur 2 par rapport à 272.2 nm. Dans les deux cas des corrections entre 10 et

20 % ont été observées et un profil d'ozone a été déterminé jusqu'à 2850 m de distance (voir le chapitre III).

Ces performances peuvent être comparées à celles des systèmes basés sur des cellules Raman (dispositifs ayant une accordabilité de la longueur d'onde limitée à quelques valeurs fixées [Ance96]). Bien que ces instruments vantent une portée meilleure (presque 4500 m) les corrections dépassent 100 % au sommet de la couche limite planétaire [Scho96] et l'interférence due au SO_2 peut être très importante [Sune94].

La table 2 résume les caractéristiques des deux couples de longueurs d'onde adoptés dans ce travail et les compare avec celles d'un troisième très utilisé dans les systèmes basés sur des cellules Raman. Les quantités $\Delta\lambda/\Delta\sigma$ et $\Delta\sigma^{\text{SO}_2}/\Delta\sigma$ ont été affichées car elles donnent une idée assez précise de l'importance des corrections et de l'interférence du SO_2 , respectivement [Ance96].

λ^{ON} [nm]	λ^{OFF} [nm]	$\Delta\sigma$ [cm ²]	$\Delta\lambda/\Delta\sigma$ [cm ⁻¹]	$\Delta\sigma^{\text{SO}_2}/\Delta\sigma$
272.2	291.65	5.879×10^{-18}	3.3×10^{11}	0.15 %
277.7	289.5	3.299×10^{-18}	3.6×10^{11}	0.27 %
289	299	1.130×10^{-18}	8.8×10^{11}	36 %

Table 2: Comparaison entre trois choix des longueurs d'onde pour la mesure DIAL de l'ozone.

4 - Méthodologie coup par coup

Le système DIAL de l'EPFL est le premier instrument coup par coup pour la détermination de profils d'ozone troposphérique grâce à sa capacité d'enregistrer chaque signal détecté et pas seulement sa valeur moyenne dans un certain intervalle de temps [Duri94a, Duri94b, Duri94c, Duri96]. Cette caractéristique originale lui permet de:

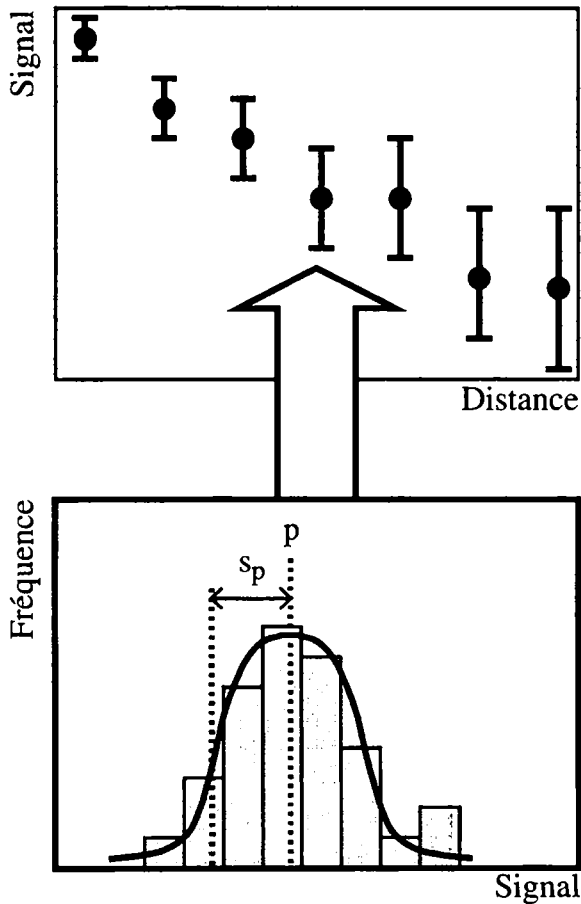


Figure 7: Principe de la mesure de la valeur moyenne (p) et de l'écart quadratique moyen (s_p) du signal lidar. L'erreur statistique de p est déterminée à partir de s_p .

- mesurer et modéliser l'erreur statistique,
- corriger l'effet de biais systématiques,
- montrer le comportement dynamique de l'atmosphère.

Le but de cette section est d'introduire à la méthodologie coup par coup et de donner un avant-goût de ses capacités: les thèmes susmentionnés seront développés en détail dans la suite (les deux premiers dans la discussion sur le traitement des données et sur le modèle du signal lidar, le troisième dans le chapitre dédié à la mesure simultanée de la concentration d'ozone et de la vitesse du vent).

Usuellement l'erreur statistique de la mesure DIAL de l'ozone est calculée grâce à un modèle basé sur les paramètres de l'instrument et sur les profils moyens des caractéristiques optiques de l'atmosphère [Scho74, Pello82] ou estimée à partir de la fluctuation de la valeur moyenne du signal lidar en fonction de la distance [Sune94]. Par contre, la méthodologie coup par coup permet de mesurer rigoureusement l'erreur par la largeur de la distribution statistique du signal à une distance donnée (figure 7). Les trois manières de déterminer l'incertitude aléatoire seront comparées dans le chapitre qui traite du modèle du signal lidar.

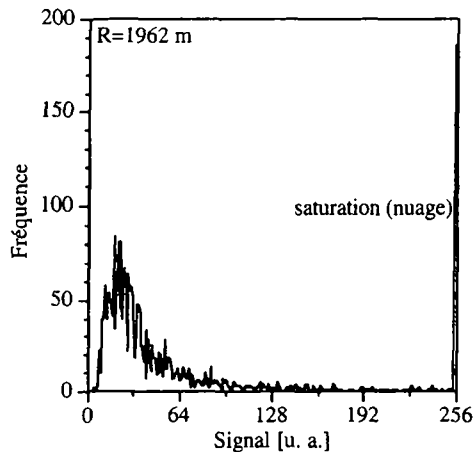


Figure 8: Distribution statistique du signal lidar à une distance donnée. Le passage d'un nuage dans le faisceau laser induit un effet de saturation.

La figure 8 montre un cas où l'histogramme du signal lidar permet de révéler un biais. Un nuage est passé dans le faisceau en saturant l'électronique de détection pendant quelques instants et à une distance donnée (figure 9). Pour corriger cet effet la valeur moyenne peut être calculée à partir de la distribution sans tenir compte de la saturation.

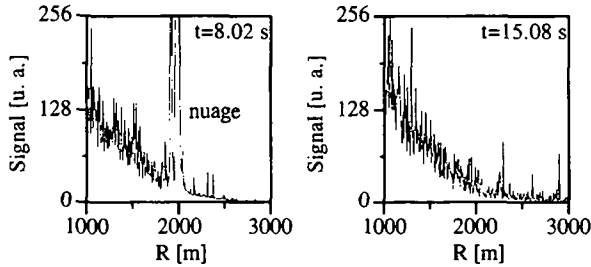


Figure 9: Le passage d'un nuage dans le faisceau laser peut être remarqué en comparant le signal lidar à deux instants différents (chaque graphique est basé sur un seul coup laser).

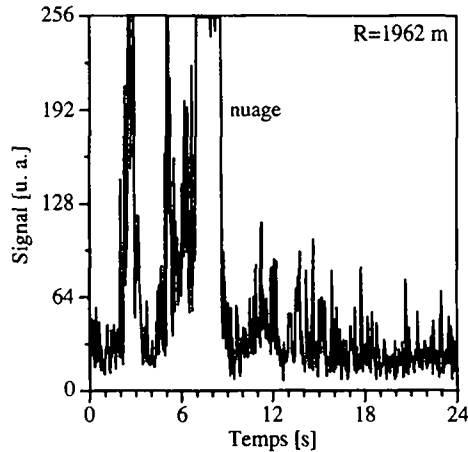


Figure 10: Évolution du signal lidar à une distance donnée. Le passage d'un nuage dans le faisceau laser induit un effet de saturation.

Une autre manière de maîtriser ce phénomène est le rejet des rétrodiffusions affectées par le passage du nuage. Les instants d'entrée et de sortie peuvent être mesurés avec une grande précision (figure 10). De plus, le graphique du signal en fonction du temps démontre la capacité de la méthodologie coup par coup à déceler l'évolution de l'atmosphère.

Références

- [Ance96] Ancellet G. and Bösenberg J. (1996) "Methodology" to be published in *Instrument development for atmospheric research and monitoring* (edited by Bösenberg J., Brassington D. and Simon P.). Springer-Verlag, Berlin, Germany.
- [Barb87] Barbini R., Milton M. J. T., Pelon J. and Weitkamp C. (1987) *TESLAS research and development proposal*. EUROTRAC ISS, Fraunhofer-Institut für Atmosphärische Umweltforschung, Garmisch-Partenkirchen, Germany.
- [Beek94] Beekmann M., Ancellet G., Mégie G., Smit H. G. J. and Kley D. (1994) "Intercomparison campaign of vertical ozone profiles including electrochemical sondes of ECC and Brewer-Mast type and ground based UV-differential absorption lidar" *J. Atmos. Chem.* **19**, 259-288.
- [Brow82] Browell E. V. (1982) "Lidar measurements of tropospheric gases" *Opt. Eng.* **21**, 128-132.
- [Brow89] Browell E. V. (1989) "Differential absorption lidar sensing of ozone" *Proc. of the IEEE* **77**, 419-432.
- [Clif94] Clifford S. F., Kaimal J. C., Lataitis R. J. and Strauch R. G. (1994) "Ground-based remote profiling in atmospheric studies: an overview" *Proc. of the IEEE* **82**, 313-355.
- [Coll66] Collis R. T. H. (1966) "Lidar: a new atmospheric probe" *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **92**, 220-230.
- [Coll76] Collis R. T. H. and Russell P. B. (1976) "Lidar measurement of particles and gases by elastic backscattering and differential absorption" in *Laser monitoring of the atmosphere* (edited by Hinkley E. D.), pp. 71-151. Springer-Verlag, Berlin, Germany.
- [Derr70] Derr V. E. and Little C. G. (1970) "A comparison of remote sensing of the clear atmosphere by optical, radio, and acoustic radar techniques" *Appl. Opt.* **9**, 1976-1991.
- [Duri94a] Durieux E., Calpini B., Clappier A., Fiorani L., Flamm M., Jaquet L. and Van den Bergh H. (1994) "An innovative high repetition rate shot per shot

acquisition system and its application to a new kind of tropospheric lidar measurements" in *Excimer lasers* (edited by Laude L. D.), pp. 245-267. Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, The Netherlands.

- [Duri94b] Durieux E., Calpini B., Fiorani L., Jaquet L. and Van den Bergh H. (1994) "Changing atmosphere study with a shot per shot lidar instrument" in *Proceedings of the EUROTRAC Symposium '94* (edited by Borrell P. M., Borrell P., Cvitas T. and Seiler W.), pp. 957-962. SPB Academic Publishing, The Hague, The Netherlands.
- [Duri94c] Durieux E., Calpini B., Fiorani L., Jaquet L. and Van den Bergh H. (1994) "A shot per shot DIAL system for ozone measurements and for a possible determination of wind fields" in *Proceedings of the 17th International Laser Radar Conference*, pp. 464-467. ICLAS, Sendai, Japan.
- [Duri96] Durieux E. and Fiorani L. (1996) "Application of a new shot per shot methodology to tropospheric ozone measurements with a shot per shot DIAL instrument" to be published in *Instrument development for atmospheric research and monitoring* (edited by Bösenberg J., Brassington D. and Simon P.). Springer-Verlag, Berlin, Germany.
- [Elte68] Elterman L. (1968) *UV, visible and IR attenuation for altitudes to 50 km (AFCRL-68-0153)*. USAF, Hanscom, USA.
- [ESA 96] ESA (1996) "Europe's watchdog for the ozone layer" *ESA Information Note 01-96*, 1-3.
- [Finl86] Finlayson-Pitts J. B. and Pitts J. N. Jr. (1986) *Atmospheric chemistry*. John Wiley & Sons, New York, USA.
- [Fioc63] Fiocco G. and Smullin L. D. (1963) "Detection of scattering layers in the upper atmosphere by optical radar" *Nature* **199**, 1275-1276.
- [Goye63] Goyer G. G. and Watson R. (1963) "The laser and its application to meteorology" *Bull. Am. Meteorol. Soc.* **44**, 564-570.
- [Gran95] Grant W. B. (1995) "Lidar for atmospheric and hydrospheric studies" in *Tunable laser applications* (edited by Duarte F. J.), pp. 213-305. Dekker, New York, USA.

- [Hech85] Hecht J. (1985) *Laser pioneers*. Academic Press, San Diego, USA.
- [Kemp94] Kempfer U., Carnuth W., Lotz R. and Trickl T. (1994) "A wide-range ultraviolet lidar system for tropospheric ozone measurements: development and application" *Rev. Sci. Instrum.* **65**, 3145-3164.
- [Kric94] Krichbaumer W. and Werner C. (1994) "Current state-of-the-art of lidar inversion methods for atmospheres of arbitrary optical density" *Appl. Phys. B* **59**, 517-523.
- [Maed90] Maeda M., Sibata T. and Akiyoshi H. (1990) "Optimum wavelengths in solar-blind UV ozone lidars" *Japanese J. Appl. Phys.* **29**, 2843-2846.
- [Mali95] Malicet J., Daumont D., Charbonnier J., Parisse C., Chakir A. and Brion J. (1995) "Ozone UV spectroscopy. II. Absorption cross-sections and temperature dependence" *J. Atmos. Chem.* **21**, 263-273.
- [Mana93] Manatt S. L. and Lane A. L. (1993) "A compilation of the absorption cross-sections of SO₂ from 106 to 403 nm" *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **50**, 267-276.
- [Mats94] Matsumoto M. and Takeuchi N. (1994) "Effects of misestimated far-end boundary values on two common lidar inversion solution" *Appl. Opt.* **33**, 6451-6456.
- [McDe91] McDermid I. S., Haner D. A., Kleiman M. M., Walsh T. D. and White M. L. (1991) "Differential absorption lidar systems for tropospheric and stratospheric ozone measurements" *Opt. Eng.* **30**, 22-30.
- [Meas92] Measures R. M. (1992) *Laser remote sensing*. Krieger Publishing Company, Malabar, USA.
- [Még85] Mégie G., Ancellet G. and Pelon J. (1985) "Lidar measurements of ozone vertical profiles" *Appl. Opt.* **24**, 3454-3463.
- [Melf76] Melfi S. H. (1976) "Remote sensing for air quality management" in *Laser monitoring of the atmosphere* (edited by Hinkley E. D.), pp. 9-28. Springer-Verlag, Berlin, Germany.

- [Melli92] Melli P. and Zannetti P., editors (1992) *Environmental modelling*. Computational Mechanics Publications, Southampton, UK.
- [Midd53] Middleton W. E. K. and Spilhaus A. F. (1953) *Meteorological instruments*. University of Toronto Press, Toronto, Canada.
- [Moli86] Molina L. T. and Molina M. J. (1986) "Absolute absorption cross sections of ozone in the 185- to 350-nm wavelength range" *J. Geophys. Res.* **91**, 14501-14508.
- [Pelo82] Pelon J. and Mégie G. (1982) "Ozone monitoring in the troposphere and lower stratosphere: evaluation and operation of a ground-based lidar station" *J. Geophys. Res.* **87**, 4947-4955.
- [Powe94] Power H., Moussiopoulos N. and Brebbia C. A., editors (1994) *Urban air pollution*. Computational Mechanics Publications, Southampton, UK.
- [Scho66] Schotland R. M. (1966) "Some observations of the vertical profile of water vapor by means of a laser optical radar" in *Proceedings of the 4th Symposium on Remote Sensing of the Environment*, pp. 273-283. University of Michigan, Ann Arbor, USA.
- [Scho74] Schotland R. M. (1974) "Errors in the lidar measurement of atmospheric gases by differential absorption" *J. Appl. Meteor.* **13**, 71-77.
- [Scho96] Schoulepnikoff L. (1996) *High-power single-pass Raman cells in the ultraviolet: numerical and experimental study, with applications in the differential absorption lidar measurement of tropospheric ozone (Ph. D. thesis)*. École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, Switzerland.
- [Sein86] Seinfeld J. H. (1986) *Atmospheric chemistry and physics of air pollution*. John Wiley & Sons, New York, USA.
- [Shet79] Shettle E. P. and Fenn R. W. (1979) *Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties (AFGL-TR-79-0214)*. USAF, Hanscom, USA.
- [Sune94] Sunesson J. A., Apituley A. and Swart D. P. J. (1994) "Differential absorption lidar system for routine monitoring of tropospheric ozone" *Appl. Opt.* **33**, 7045-7058.

- [Tour94] Touring Club Suisse (1994) *Notre air*. Touring Club Suisse, Emmen, Switzerland.
- [Vern92] Vernier J. (1992) *L'environnement*. Presses Universitaires de France, Paris, France.
- [Warn88] Warneck P. (1988) *Chemistry of the natural atmosphere*. Academic Press, San Diego, USA.
- [Weic90] Weichel H. (1990) *Laser beam propagation in the atmosphere*. SPIE, Bellingham, USA.
- [Well88] Wellburn A. (1988) *Air pollution and acid rain*. Longman Group, Essex, UK.

Système expérimental

Les premières mesures lidar de l'ozone ont été effectuées avec des lasers colorants pompés par des lampes [Gibs75, Mégi77]. Au début des années 80, l'utilisation d'un laser excimer et de l'effet Raman stimulé dans le méthane [Roth83, Uchi83] a permis une considérable augmentation de l'énergie émise. Aujourd'hui la majeure partie des instruments dédiés à l'ozone troposphérique utilise des cellules Raman remplies d'hydrogène ou de deutérium stimulées par laser excimer ou Nd:YAG [Ance89, Edne92, Milt92, Stef92, Böse93, Kemp94, Sune94, Papa96].

Néanmoins, quelques dispositifs sont basés sur des lasers colorants pompés par laser excimer ou Nd:YAG [Edne87, Beni90, Goer92]: bien que l'énergie émise par les cellules Raman soit supérieure d'un ordre de grandeur, les lasers colorants sont adoptés dans certaines applications parce que leur longueur d'onde peut être réglée de façon continue. L'accordabilité de l'émission permet, par exemple, de détecter plusieurs composés et d'optimiser les longueurs d'onde pour la mesure DIAL, comme il a été montré dans le chapitre précédent.

Le choix des lasers colorants s'est donc imposé pour le système DIAL de l'EPFL [Köls89, Duri94], qui a été conçu comme une station mobile capable de déterminer le profil de concentration de différentes molécules (O_3 , NO , NO_2 et SO_2). Le laser excimer a été préféré au Nd:YAG car son taux de répétition élevé lui permet, à parité de temps de mesure, d'augmenter le rapport signal sur bruit.

Pour ce qui concerne la géométrie du lidar, l'option biaxiale a été adoptée afin d'éviter la saturation du photomultiplicateur par la rétrodiffusion rapprochée. En fait, selon la discussion présentée au chapitre introductif, dans cette configuration la lumière laser rentre dans le

champ de vision du télescope seulement à partir d'une certaine distance, car les axes des cônes de détection et d'émission ne coïncident pas.

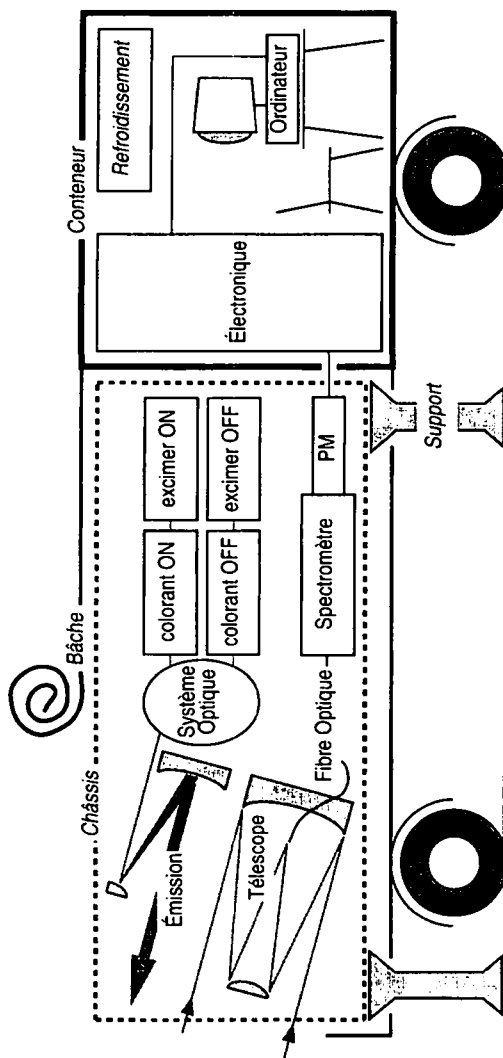


Figure 1: Schéma du système DIAL de l'EPFL.

La compacité du télescope Cassegrain (primaire parabolique et secondaire hyperbolique) l'a fait préférer aux autres types couramment utilisés dans le domaine de la télédétection, dont le Newton (primaire parabolique et secondaire plan à 45°) est le plus répandu pour sa simplicité.

La capacité du système DIAL de l'EPFL d'enregistrer chaque signal détecté, au taux de répétition de 100 Hz, est liée à une conception originale de l'électronique d'acquisition: la synchronisation de l'expérience et le transfert des données sont intégrés dans une architecture VME piloté par une station Unix. Tous les modules et les ordinateurs ont été hébergés dans une pièce à température contrôlée pour en assurer le bon fonctionnement pendant les campagnes de mesure.

Une vue d'ensemble de la remorque qui contient l'expérience est donnée à la figure 1.

La matière de ce chapitre est répartie en trois sections. Les deux premières décrivent, respectivement, l'optique et l'électronique de l'instrument. Dans la troisième, les tests préliminaires du système ont été présentés.

1 - Optique

L'optique est représenté schématiquement à la figure 2. Les spécifications de ses composants ont été regroupées dans la table 1, à la fin de cette section.

Les éléments peuvent être repartis en deux grands ensembles:

- optique d'émission (à partir des lasers excimers jusqu'au beam expander BE3, en passant par le contrôle de l'énergie par le photomultiplicateur PM1),
- optique de détection (à partir du télescope jusqu'au photomultiplicateur PM2).

La partie finale de l'émission et la détection sont accomplies à l'intérieur d'une cage libre de tourner autour des axes d'azimut (AA) et d'élévation (EA) en permettant au lidar de balayer l'espace. La distance entre les axes d'émission et de détection est de 430 mm.

1.1 - Optique d'émission

1.1.1 - Sources laser

Le laser excimer E [Brec85, Lamb90, Lamb91] est utilisé comme pompe. Son intense lumière est dirigée par les miroirs M1 dans le laser colorant D [Brec85, Lamb92, Lamb93] où elle est divisée en quatre parties:

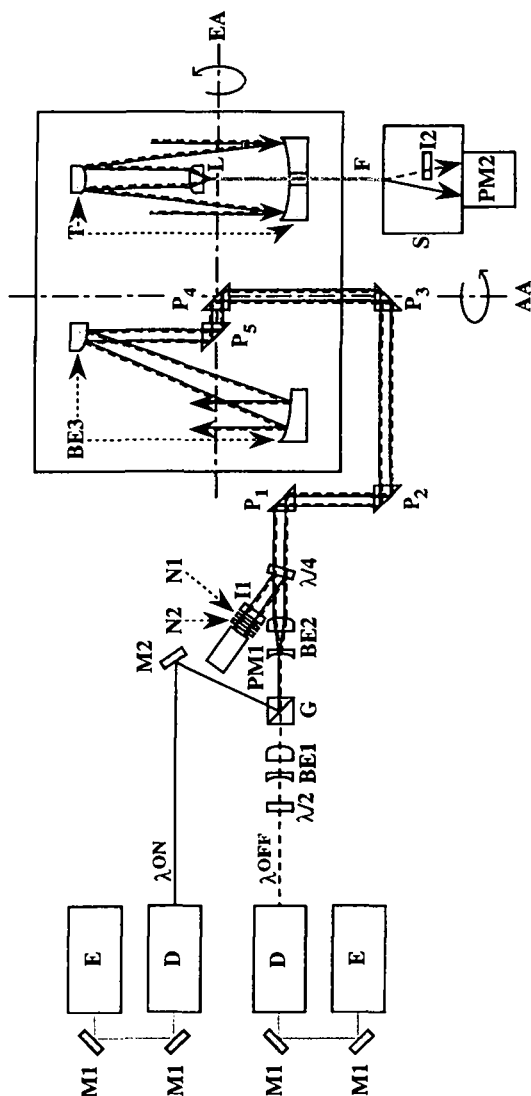


Figure 2: Schéma de l'optique du système DIAL de l'EPFL. BE: beam expander, D: laser colorant, E: laser excimer, F: fibre optique, G: prisme de Glan, I: filtre interférentiel, $\lambda/2$: lame demi-onde, $\lambda/4$: lame quart d'onde, L: lentille, M: miroir, N: densité optique, P: prisme, PM: photomultiplicateur, S: spectromètre, T: télescope. AA: axe d'azimut, EA: axe d'élévation.

- la première stimule l'effet laser dans une solution liquide du colorant qui circule au milieu d'une cavité formée d'un miroir et d'un réseau,
- les trois restantes amplifient le faisceau pendant son passage dans des cuvettes successives où la solution s'écoule.

La longueur d'onde peut être réglée en changeant le colorant et en variant l'inclinaison du réseau. Néanmoins, l'accordabilité de l'émission est payée en termes d'intensité: une fraction importante de l'énergie de pompe (autour de 85 %) est perdue dans la conversion.

Pour obtenir un faisceau ultraviolet à la sortie, la lumière doit encore traverser un système optique qui en double la fréquence. Le cœur de cet ensemble est un cristal non linéaire en β -BaB₂O₄ ou BBO [Higg92]. Encore une fois, seulement une petite partie du rayonnement (environ 10 %) est convertie de visible à ultraviolet.

Après quelques semaines de travail pour résoudre quelques "problèmes de jeunesse", les lasers ont atteint, voire dépassé, les spécifications. Un point clé dans cette préparation a été la construction d'une ligne de gaz en acier inoxydable pour l'alimentation des lasers excimers [Karw93].

1.1.2 - Acheminement des faisceaux et contrôle de l'énergie

Les faisceaux à la sortie des lasers colorants mesurent 2 - 3 mm et divergent de 0.5 - 1 mrad. Avant d'être envoyés dans l'atmosphère:

- leur taille doit être augmentée (afin de réduire la puissance transmise par unité de surface, pour des raisons de protection de l'œil),
- leur divergence doit être diminuée (pour en faciliter l'intersection complète avec le champ de vision du télescope),
- leurs axes et leurs divergences doivent coïncider (en vue d'éviter le biais systématique introduit dans la mesure DIAL par la différence entre les recouvrements des cônes d'émission et de détection pour les longueurs d'onde ON et OFF).

Les deux premières tâches sont accomplies grâce aux beam expanders BE2 et BE3. À la sortie de ce dernier la taille et la divergence du faisceau sont, respectivement, d'environ 100 mm et 0.025 mrad.

La superposition des axes des deux faisceaux est obtenue à l'aide du prisme de Glan G, un élément optique qui transmet les ondes polarisées verticalement et réfléchit celles polarisées horizontalement. La lame demi-onde $\lambda/2$, en tournant la polarisation de 90°, permet donc la

transmission de la longueur d'onde OFF car la lumière à la sortie du cristal doubleur possède une polarisation horizontale. Le miroir M2 donne à la radiation ON la direction exacte pour qu'elle ressorte du prisme de Glan colinéaire à l'émission OFF. Le beam expander à faible expansion BE1 a été introduit pour régler la divergence de λ^{OFF} afin de la faire coïncider avec celle de λ^{ON} .

En outre, les deux longueurs d'onde doivent être polarisées pareillement car le coefficient de rétrodiffusion dépend de la polarisation de la lumière incidente [Meas92]. Cette fonction est remplie par la lame quart d'onde $\lambda/4$ qui confère aux deux faisceaux une polarisation circulaire.

La très petite portion de lumière réfléchi par $\lambda/4$ est utilisée pour mesurer l'énergie de chaque pulse laser. Avant d'être détectée par le photomultiplicateur PM1, cette réflexion doit être atténuée par le filtre interférentiel I1 et les deux densités optiques N1 et N2.

Les prismes P_i injectent la lumière dans la cage de balayage. P_1 , P_2 et P_3 sont fixes. P_4 et P_5 sont solidaires du châssis mobile et peuvent tourner, respectivement, autour des axes d'azimut AA et d'élévation EA. Le lidar peut décrire un hémisphère car P_3 , P_5 et P_4 se trouvent, respectivement, dans AA, EA et leur intersection.

L'énergie émise finalement dans l'atmosphère est typiquement de 1 - 2 mJ par impulsion.

1.2 - Optique de détection

1.2.1 - Télescope

Le télescope T avait été conçu pour la première configuration du système DIAL, où les photons étaient détectés par le photomultiplicateur PM2 après avoir traversé un diaphragme, une lentille de collimation, un solar blind et un filtre interférentiel. Malheureusement, le rapport signal sur bruit insuffisant de cet arrangement avait empêché des mesures diurnes.

Pour corriger ce défaut, il a été décidé de filtrer la radiation solaire par le spectromètre S. Entre tous les moyens possibles pour injecter la lumière en S, la fibre optique F a été choisie pour sa facilité d'utilisation avec un télescope mobile. Néanmoins cette installation déterminait un cône de détection trop rétréci à cause de la longue focale de T et de la section limitée de F (à ce moment-là le diamètre du cœur d'une fibre UV commerciale était au maximum de 1.88 mm).

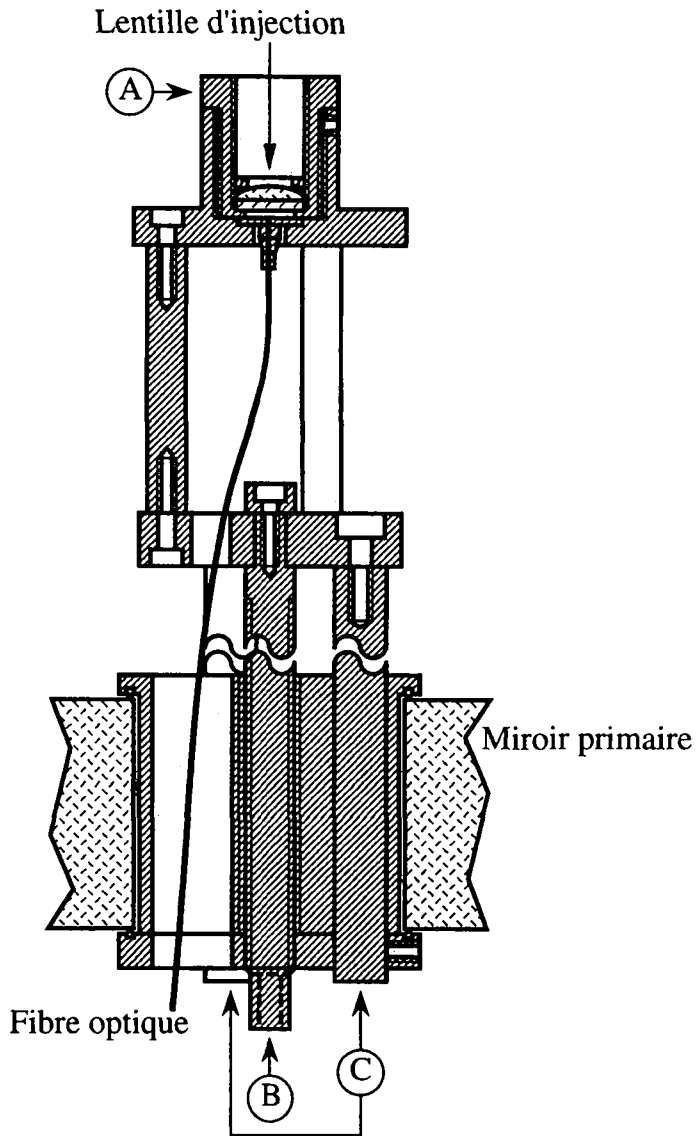


Figure 3: Système mécanique qui permet de déplacer la lentille d'injection et la fibre optique dans l'axe du télescope. A: Cylindre fileté. B: tige fileté. C: tiges coulissantes.

Différentes solutions ont été à l'étude pour résoudre ce problème [Rutt88]. Particulièrement séduisante était celle de transformer T en un télescope Newton par l'achat d'un miroir plan à 45° . Ceci aurait permis un rejet efficace du bruit extérieur au cône de détection, car F n'aurait pas été pointée vers le ciel. L'avis contraire du constructeur de T et la simplicité de réalisation ont poussé plutôt vers l'installation d'une lentille d'injection L. De plus, cette configuration présente le grand avantage que la divergence du cône de détection est déterminée par la position de L. À ce propos, un système mécanique a été mis en oeuvre afin de déplacer L et F dans l'axe de T (figure 3). Les mouvements de L et de F sont assurés par un cylindre (A) et une tige (B) munis d'un pas de vis de précision. Trois tiges coulissantes (C) garantissent la stabilité du dispositif. Pour empêcher aux photons qui ne proviennent pas du champ de vision d'atteindre F, deux masques et un diaphragme ont été installés (figure 4). La simulation par ray tracing [Stel90] a confirmé la bonne qualité optique de l'ensemble T - L: les spots lumineux dans le plan focal sont petits par rapport à la section de F (figure 5).

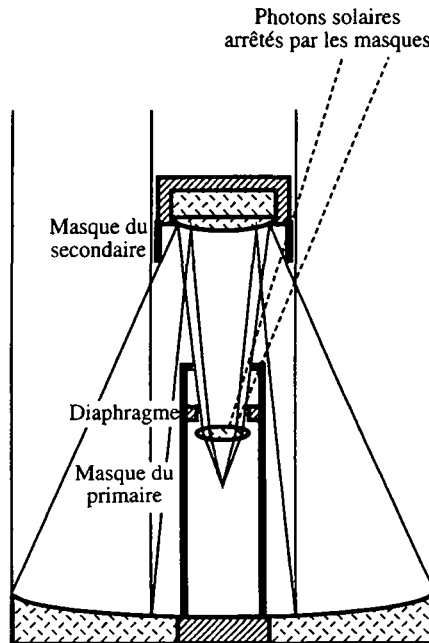


Figure 4: Masques et diaphragme qui empêchent aux photons qui ne proviennent pas du champ de vision d'atteindre la fibre optique.

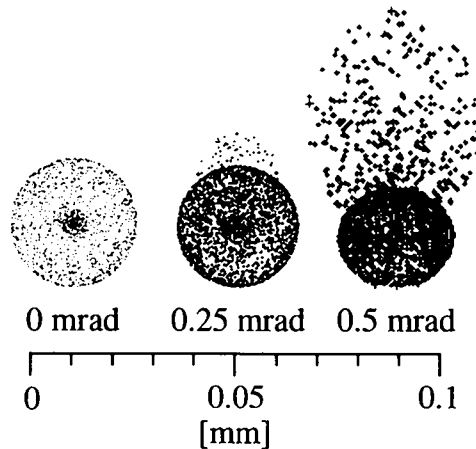


Figure 5: Spots lumineux dans le plan focal de l'ensemble télescope - lentille d'injection pour des rayons lumineux parallèles ayant trois incidences différentes.

1.2.2 - Spectromètre

Les avantages du spectromètre S [Lern88], par rapport à un filtre interférentiel, peuvent être ainsi résumés:

- versatilité: S exerce les fonctions de plusieurs filtres, car peut être réglé pour transmettre différentes longueurs d'onde,
- grande transmission du signal,
- efficace rejet du bruit.

Les éléments optiques de S ont été dessinés de façon que la lumière injectée par la fibre optique F soit focalisée en un cercle avec diamètre égal à celui de F. Afin de délimiter les fenêtres en longueur d'onde correspondantes aux signaux ON et OFF, deux fentes circulaires ont été montées à la sortie de S, en obtenant dans les deux cas une transmission maximale de 43 % et une bande passante de 2.3 nm (FWHM).

Ces caractéristiques doivent être comparées à celles de la première configuration du système DIAL, où le solar blind et le filtre interférentiel transmettaient 3.0 et 4.2 % des longueurs d'onde ON et OFF, respectivement. Cet ensemble possédait une transmission maximale de 6.0 % et une bande passante de 12 nm (FWHM). L'amélioration d'un facteur 10 dans la détection a été confirmé par l'observation de deux signaux lidar obtenus avec le vieux et le

nouvel arrangement dans un bref intervalle de temps. Pour ce qui concerne la capacité de filtrer les photons solaires, la performance de S a été comparée à celle de l'ensemble solar blind - filtre interférentiel grâce à l'échantillon stable de rayonnement constitué par une lampe calibrée. Le rejet du bruit de S s'est montré supérieure d'un facteur 20. En conclusion, l'installation de S a permis d'atteindre une amélioration du rapport signal/bruit de deux ordres de grandeur.

La qualité optique et les spécifications de S ont été soigneusement vérifiées avec un laser HeNe. De même, l'étanchéité à la lumière et les effets de perte du réglage liés au transport ont été sujet d'une étude attentive.

Le filtre interférentiel I2, monté à la sortie de S, atténue la lumière OFF de la quantité nécessaire à égaliser la dynamique des deux signaux. De cette manière la détection peut être opérée par un seul photomultiplicateur (PM2), en évitant ainsi une possible source de biais dans la mesure DIAL.

Le raccordement entre S et PM2 est assuré par un tube éloxé de 10 cm de longueur. Les cônes de lumière à la sortie de S sont ainsi distribués sur une grande partie de la photocathode (pour en prévenir la surcharge) et éclairent approximativement la même surface avec les deux longueurs d'onde (afin d'éviter les effets différentiels). De plus, il a été observé que cette configuration, par rapport à celle où le tube est plus court, implique une réduction du bruit car elle augmente la probabilité d'absorption des photons parasites dans la paroi du tube.

BE1: beam expander

Optics for Research LLU-25-40N, LLU-25-63

Material:	Fused Silica
Dimensions:	ø 25.4 mm
Expansion:	1.575
Negative Lens Focal Length:	40 mm
Positive Lens Focal Length:	63 mm
Surface Figure:	$\lambda/10$

BE2: beam expander

Virgo Optics LPC254-183-0280-2000, LPX254-686-0280-2000

Material:	Fused Silica, Anti-Reflection Coating
Dimensions:	ø 25.4 mm (C.A.: 23 mm)
Expansion:	3.75
Negative Lens Focal Length:	40 mm
Positive Lens Focal Length:	150 mm
Surface Figure:	$\lambda/8$
Reflectance:	< 0.2 % (0° angle of incidence)
Coating Bandwidth:	274-286 nm
Damage Threshold:	1 J/cm ² (at 248 nm, 24 ns pulses)

BE3: beam expander

Optical Surfaces

Material:	Duran 50, Al + MgF ₂ Coating
Expansion:	10
Convex Mirror:	ø 25 mm (C.A.: 20 mm)
Concave Mirror:	ø 225 mm (C.A.: 200 mm)
Length:	1000 mm
Surface Figure:	$\lambda/5$
Reflectance:	85 % (for each coating at 320 nm)

D: dye laser

Lambda Physik LPD 3002

Dimensions:	1.5 × 0.6 × 0.5 m
Dye:	Coumarin 153 (ON wavelength) Rhodamine 6G (OFF wavelength)
Dye efficiency:	15 % (Coumarin 153 at 540 nm) 16 % (Rhodamine 6G at 581 nm)
Crystals:	BBO
Crystal efficiency:	10 % (at 450 - 600 nm)
Max. Pulse Energy:	6 mJ
Max. Repetition Rate:	100 Hz
Pulse Duration (FWHM):	≤ 28 ns
Pulse to Pulse Stability:	± 3 %
Beam Diameter:	2.5 mm
Beam Divergence:	0.5 mrad
Bandwidth:	5 × 10 ⁻³ nm
Absolute Wavelength Accuracy:	± 5 × 10 ⁻² nm

Table 1 (partie A): Spécifications de l'optique du système DIAL de l'EPFL.

E: excimer laser*Lambda Physik LPX 210 imc*

Dimensions:	1.9 × 0.8 × 0.5 m
Gas mixture:	Ne 4.0 (2760 mbar) He 4.6-94 %, HCl 5.0-5 %, H ₂ 3.0-1 % (80 mbar) Xe 4.0 (60 mbar)
Wavelength:	308 nm
Max. Pulse Energy:	400 mJ
Max. Repetition Rate:	100 Hz
Pulse Duration (FWHM):	28 ns
Pulse to Pulse Stability:	± 3 %
Gas Lifetime:	10 ⁷ shots
Beam Dimensions:	12 × 23 mm
Beam Divergence:	1 × 3 mrad
Power Requirements:	380 V, 3 phase, 50 Hz, 4.5 kVA
Water Cooling:	≤ 4 l/min

F: optical fiber*Ceramoptec Optran UV 1880/2000*

Material:	Pure Fused Silica (Core) Fluorine Doped Fused Silica (Cladding)
Dimensions:	ø 1.88 mm (Core) ø 2 mm (Cladding)
Numerical Aperture:	0.22
Momentary Min. Bend Radius:	100 mm
Long Term Min. Bend Radius:	300 mm
Length:	3000 mm
Transmission:	75 % (at 248 nm), 85 % (at 280 nm)
Damage Threshold:	0.8 J/cm ² (at 308 nm, 20 ns pulses)

G: Glan-Taylor polarizer*Laser Components GT10-DW*

Material:	Calcite, Anti-Reflection Coating
Dimensions:	19 × 19 mm (C.A.: ø 10 mm)
Transmission:	> 90 %
Transmitted Wavefront:	λ/4
Coating Wavelength:	280 nm

I1: interference filter*Corion G25-228-F-J046-2387*

Dimensions:	ø 25.4 mm (C.A.: 20 mm)
Center Wavelength:	228 nm
Bandwidth:	26 nm
Max. Transmission:	20 %
Typ. Transm. (at 260 - 285 nm):	1 % - 0.1 %
Typ. Transm. (at 285 - 300 nm):	0.1 % - 0.01 %

Table 1 (partie B): Spécifications de l'optique du système DIAL de l'EPFL.

I2: interference filter*Barr Associates 4437-2694*

Dimensions:	ø 20 mm (C.A.: 12 mm)
Center Wavelength:	287 nm
Bandwidth:	30 nm
Max. Transmission:	36 %
Typ. Transmission (at 292 nm):	33 %

 $\lambda/2$: zero order $\lambda/2$ retardation plate*Virgo Optics WZH254-0292-2005*

Material:	Crystal Quartz, Anti-Reflection Coating
Dimensions:	ø 25.4 mm (C.A.: 23 mm)
Plate Wavelength:	292 nm
Retardation Tolerance:	$\lambda/300$
Transmitted Wavefront:	$\lambda/10$
Reflectance:	< 0.2 % (0° angle of incidence)
Coating Bandwidth:	286-298 nm
Damage Threshold:	15 J/cm ² (at 1064 nm, 10 ns pulses)

 $\lambda/4$: zero order $\lambda/4$ retardation plate*Virgo Optics WZQ254-0280-2005*

Material:	Crystal Quartz, Anti-Reflection Coating
Dimensions:	ø 25.4 mm (C.A.: 23 mm)
Plate Wavelength:	280 nm
Retardation Tolerance:	$\lambda/300$
Transmitted Wavefront:	$\lambda/10$
Reflectance:	< 0.2 % (0° angle of incidence)
Coating Bandwidth:	274-286 nm
Damage Threshold:	15 J/cm ² (at 1064 nm, 10 ns pulses)

L: lens*Virgo Optics LPX254-183-0280-2000*

Material:	Fused Silica, Anti-Reflection Coating
Dimensions:	ø 25.4 mm (C.A.: 23 mm)
Focal Length:	40 mm
Surface Figure:	$\lambda/8$
Reflectance:	< 0.2 % (0° angle of incidence)
Coating Bandwidth:	274-286 nm
Damage Threshold:	1 J/cm ² (at 248 nm, 24 ns pulses)

M1: mirror*Optics for Research MYU-51-UV5*

Material:	High-Silica, Dielectric Coating
Dimensions:	ø 50.8 mm
Max. Reflectance:	99.5 %
Bandwidth:	228-319 nm (45° angle of incidence)
Surface Figure:	$\lambda/10$
Damage Threshold:	1 GW/cm ² (10 Hz, 20 ns pulses)

Table 1 (partie C): Spécifications de l'optique du système DIAL de l'EPFL.

M2: mirror*Optics for Research MYU-51-UV3*

Material:	High-Silica, Dielectric Coating
Dimensions:	ø 50.8 mm
Max. Reflectance:	99.5 %
Bandwidth:	240-266 nm (45° angle of incidence)
Surface Figure:	$\lambda/10$
Damage Threshold:	1 GW/cm ² (10 Hz, 20 ns pulses)

N1: neutral density filter*Optics for Research FDU-3.0*

Material:	Fused Silica, Inconel Film
Dimensions:	ø 50.8 mm
Surface Figure:	λ
Transmission:	0.1 %

N2: neutral density filter*Optics for Research FDU-1.0*

Material:	Fused Silica, Inconel Film
Dimensions:	ø 50.8 mm
Surface Figure:	λ
Transmission:	10 %

P: right angle prism*Virgo Optics RAB254-0280-0-2000*

Material:	Fused Silica, Anti-Reflection Coating
Dimensions:	25.4 × 25.4 mm (C.A.: ø 23 mm)
Surface Figure:	$\lambda/4$
Reflectance:	< 0.2 % (0° angle of incidence)
Coating Bandwidth:	274-286 nm
Damage Threshold:	1 J/cm ² (at 248 nm, 24 ns pulses)

PM1: photomultiplier*Hamamatsu R5364*

Type:	Circular end window
Diameter:	19 mm (C.A.: > 15 mm)
Spectral Response Range:	185 - 650 nm
Quantum Efficiency at Peak:	26 % (20 % at 300 nm)
Anode to Cathode Voltage:	1500 V
Current Amplification:	4.8×10^3
Anode Sensitivity:	0.5 A/lm
Dark Current:	1 nA
Max. Anode to Cathode Voltage:	1800 V
Max. Average Anode Current:	0.1 mA
Rise Time:	1.9 ns
Transit Time:	10 ns
Transit Time Spread:	0.7 ns

Table I (partie D): Spécifications de l'optique du système DIAL de l'EPFL.

PM2: photomultiplier*Thorn EMI 9829QB*

Type:	Circular end window
Diameter:	53 mm (C.A.: > 46 mm)
Spectral Response Range:	185 - 650 nm
Quantum Efficiency at Peak:	26 % (24 % at 300 nm)
Anode to Cathode Voltage:	1600 V
Current Amplification:	6.3×10^6
Anode Sensitivity:	500 A/m
Dark Current:	1 nA
Max. Anode to Cathode Voltage:	2800 V
Max. Average Anode Current:	0.2 mA
Rise Time:	2 ns
Transit Time:	41 ns
Transit Time Spread:	3 ns

S: spectrometer*SPEX 500M*

Dimensions:	$0.6 \times 0.3 \times 0.3$ m
Focal Length:	0.5 m
Aperture:	f/4
Grating:	1800 gr/mm
Spectral Range:	0-1000 nm
Dispersion:	1.1 nm/mm
Multichannel Coverage:	27 nm
Resolution:	1.3×10^{-2} nm
Repeatability:	3.3×10^{-3} nm
Accuracy:	3.3×10^{-2} nm

T: Cassegrain telescope*Optical Surfaces*

Material:	Duran 50, Al + MgF ₂ Coating
Focal Length:	4600 mm
Primary Mirror:	ø 620 mm (C.A.: 600 mm)
Secondary Mirror:	ø 165 mm (C.A.: 160 mm)
Length:	1350 mm
Surface Figure:	$\lambda/5$
Reflectance:	85 % (for each coating at 320 nm)

Table 1 (partie E): Spécifications de l'optique du système DIAL de l'EPFL.

2 - Électronique

Un effort important a été consacré au développement d'une électronique capable d'assurer la synchronisation de l'expérience, ainsi que d'acquérir et enregistrer chaque signal détecté au taux de répétition de 100 Hz. L'architecture adoptée est basée essentiellement sur deux éléments:

- un bus rapide de transfert de données (standard VME),
- une station pilote (Master Workstation) qui accède à la majeure partie des composants en mode lecture et écriture à travers le bus, en assurant ainsi l'acquisition et l'enregistrement des signaux.

La figure 6 présente le principe du flux des signaux analogiques et de synchronisation. Le schéma de l'électronique est donné à la figure 7, tandis que les caractéristiques principales de

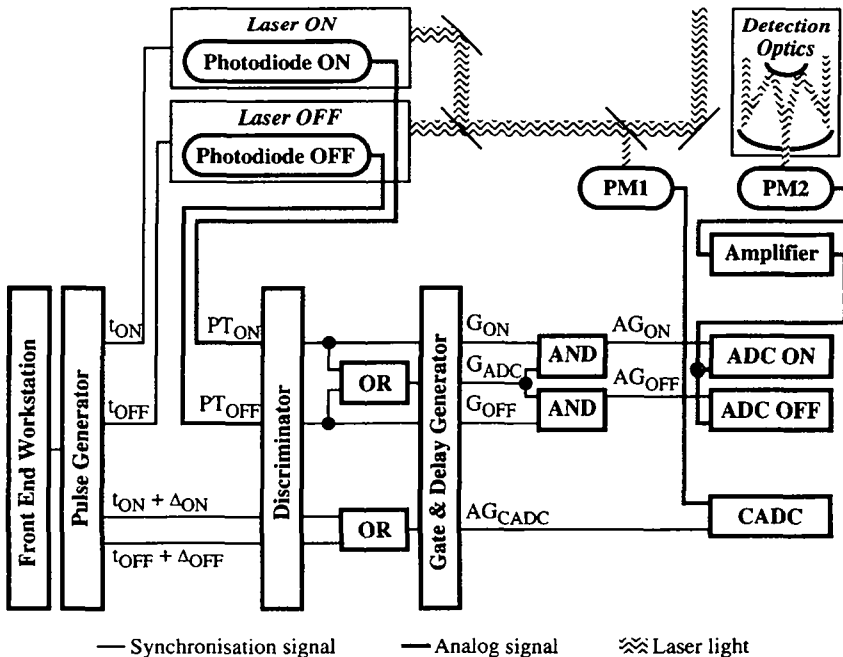


Figure 6: Schéma du flux des signaux analogiques et de synchronisation. Les signaux entrent à gauche et sortent à droite des éléments. Les opérations AND et OR sont effectuées par l'unité logique (Logic Unit).

ses éléments sont énumérées à la table 2, à la fin de cette section.

2.1 - Flux des données

Les signaux ON et OFF issus du photomultiplicateur PM2, après avoir traversé deux étages d'amplification (Amplifier), sont numérisés par les convertisseurs analogique/numérique correspondants (ADC ON et ADC OFF). Un autre convertisseur (CADC) mesure la charge délivrée par le photomultiplicateur PM1 lorsqu'il est atteint par la lumière laser, en fournissant ainsi une détermination de l'énergie émise. Finalement les données sont transférées des modules au disque de la station pilote. Les fichiers ont été périodiquement transférés sur cassette pour éviter la surcharge du disque.

2.2 - Flux des signaux de synchronisation

L'utilisateur établit les paramètres de l'acquisition, lance son exécution et contrôle son déroulement par un programme installé dans la station pilote (Master Workstation). Une routine résidente dans la station frontale (Front End Workstation), après avoir reçu l'ordre de

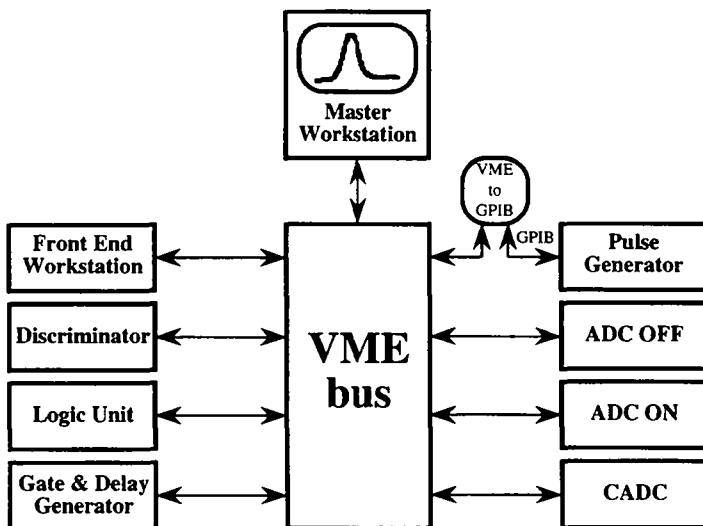


Figure 7: Schéma de l'électronique du système DIAL de l'EPFL.

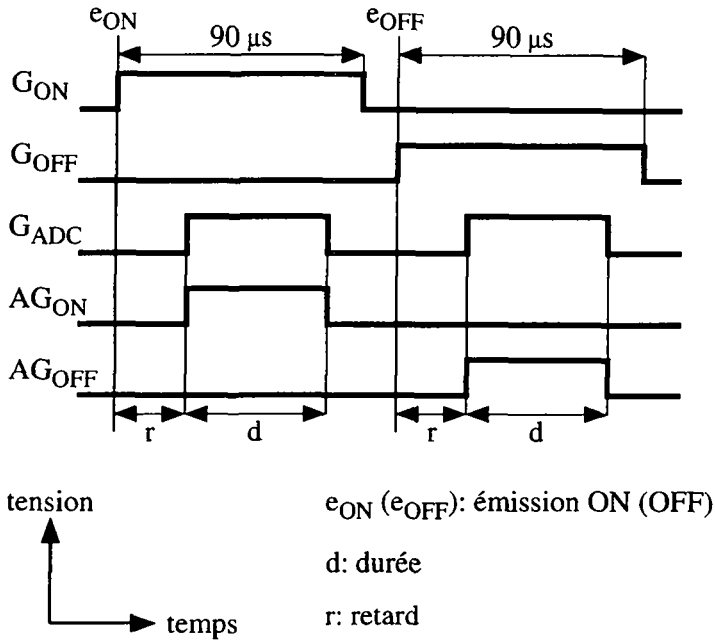


Figure 8: Génération des gates d'activation pour les convertisseurs.

départ ainsi que l'information sur le nombre de coups laser et le taux de répétition désirés, transmet au générateur d'impulsion (Pulse Generator) les signaux successifs de démarrage. Ce dernier élément émet à son tour deux impulsions (t_{ON} , t_{OFF}) qui déclenchent les lasers excimers avec un retard relatif de 100 μs (cet intervalle a été choisi car il est suffisamment long pour que la longueur d'onde ON soit complètement absorbé lors de l'émission de la lumière OFF). Deux photodiodes rapides, montées à l'intérieur des lasers colorants, déterminent les instants d'émission des faisceaux. Leurs impulsions (PT_{ON} , PT_{OFF}) sont transformées en signaux ECL dans le discriminateur (Discriminator). Ces derniers et leur somme logique (OR) sont utilisées pour former trois gates dans le générateur de gate et de retard (Gate & Delay Generator): deux de 90 μs sans retard (G_{ON} , G_{OFF}) et un dont la durée et le retard peuvent être choisis par l'opérateur (G_{ADC}). Le gate d'activation AG_{ON} (AG_{OFF}), résultat du produit logique (AND) de G_{ON} et G_{ADC} (G_{OFF} et G_{ADC}), délimite l'intervalle de temps dans lequel l'ADC ON (ADC OFF) numérise (figure 8). La procédure suivie pour activer les convertisseurs présente l'avantage que le retard entre l'émission du faisceau et le début de l'échantillonnage est fixé pour les deux longueurs d'onde par un même canal du

générateur de gate (celui qui fournit G_{ADC}): un éventuel biais relatif dans la mesure des temps d'arrivée des deux signaux est ainsi évité.

Pour ce qui concerne la synchronisation du contrôle de l'énergie, le générateur d'impulsion émet deux signaux retardés de Δ_{ON} et Δ_{OFF} par rapport à t_{ON} et t_{OFF} , respectivement. Les entités des retards ($\Delta_{ON} = 870$ ns, $\Delta_{OFF} = 970$ ns) correspondent à la valeur moyenne du temps entre le déclenchement du laser excimer et l'émission du faisceau. Les deux impulsions sont converties en signaux ECL dans le discriminateur et leur somme logique forme les deux gates d'activation du CADC. Leur largeur a été fixée à 100 ns pour tenir compte de la durée du pulse laser et de l'instabilité mesurée de Δ_{ON} et Δ_{OFF} (inférieure à 50 ns).

ADC**JANZ VAN12-F2**

Dynamic Range:	12 bit
Operating Range:	± 1.024 V
Sensitivity:	0.2 mV/count
Minimum Signal to Noise Ratio:	60 dB
Conversion Rate:	10 Msample s ⁻¹
Aperture Uncertainty:	10 ps
Buffer Memory:	128 ksample

Amplifier**1st stage: Stanford Research Systems SR445**

Input:	DC coupled, 50 Ω impedance
Output:	DC coupled, 50 Ω termination
Output Operating Range:	± 1 V
Voltage Gain:	5
Bandwidth:	300 MHz
Noise:	< 50 μ V referred to the input
Stability:	50 μ V/ $^{\circ}$ C referred to the output (0 - 50 $^{\circ}$ C)
Rise Time:	1.2 ns
Recovery Time:	< 4 ns for a $\times 20$ overload

2nd stage: EG&G ORTEC 9305

Input:	DC coupled, 50 Ω impedance
Output:	DC coupled, 50 Ω termination
Output Operating Range:	± 5 V
Voltage Gain:	5 - 10
Bandwidth:	200 MHz
Noise:	< 30 μ V referred to the input
Stability:	150 μ V/ $^{\circ}$ C referred to the output (0 - 50 $^{\circ}$ C)
Rise Time:	< 3 ns
Recovery Time:	< 5 ns for a $\times 10$ overload

CADC**LeCroy 1182**

Dynamic Range:	12 bit
Operating Range:	-30 - +0.2 mA
Sensitivity:	50 fC/count
Maximum Noise:	2 counts
Conversion Time:	16 μ s
Buffer Memory:	16 events

Discriminator**CAEN V 258**

Input:	negative polarity, 50 Ω impedance
Output:	ECL, 110 Ω termination
Minimum Pulse Width:	4 ns
Double Pulse Resolution:	8 ns
Maximum Absolute Ratings:	± 5 V
Maximum Frequency:	100 MHz

Table 2 (partie A): Spécifications de l'électronique du système DIAL de l'EPFL.

Front End Workstation

CES FIC 8234

Processor:	68040
Operating System:	OS-9
Memory:	64 kbyte (RAM)

Gate & Delay Generator

CAEN V 486

Input:	ECL, 110 Ω impedance
Output:	ECL, 110 Ω termination
Gate:	10 ns - 100 μ s
Delay:	30 ns - 80 μ s

Logic Unit

CAEN V 495

Input:	ECL, 110 Ω impedance
Output:	ECL, 110 Ω termination
Maximum Frequency:	200 MHz

Master Workstation

Silicon Graphics Personal Iris 4D/35

Processor:	R3000
Operating System:	Unix
Memory:	56 Mbyte (RAM), 3.5 Gbyte (disk)

Photodiode

EG&G ORTEC FND-100

Active Area:	5.1 mm ²
Spectral Response Range:	400 - 1150 nm
Responsivity at 850 nm:	0.6 A/W
Operating Voltage:	90 V
Current Amplification:	4.8×10^3
Dark Current:	10 nA
Rise Time:	< 1 ns

Pulse Generator

Stanford Research Systems DG535

Computer Interface:	GPB
Delay Accuracy:	1.5 ns (1 μ s delay)
Delay RMS Jitter:	60 ps (1 μ s delay)

Table 2 (partie B): Spécifications de l'électronique du système DIAL de l'EPFL.

3 - Test du système

Les performances du système DIAL de l'EPFL ont été contrôlées sur le terrain à l'occasion des deux campagnes préliminaires effectuées auprès de la Station Aérologique de Payerne pendant l'été 1993 et 1994. Ce site a été choisi car le niveau d'ozone y est mesuré de façon routinière par des analyseurs au sol et par des ballons sonde [Brew60, Beek94]. De plus, pour étendre l'intercomparaison, quelques profils ont été déterminés le 29 et 30 juin 1994 par les analyseurs ponctuels hébergés dans le planeur motorisé de MetAir [Nein94].

3.1 - Effet différentiel indépendant de l'atmosphère

Avant de procéder à la confrontation entre le système DIAL et d'autres instruments, un éventuel effet différentiel indépendant de l'extinction et de la rétrodiffusion atmosphériques doit être exclu.

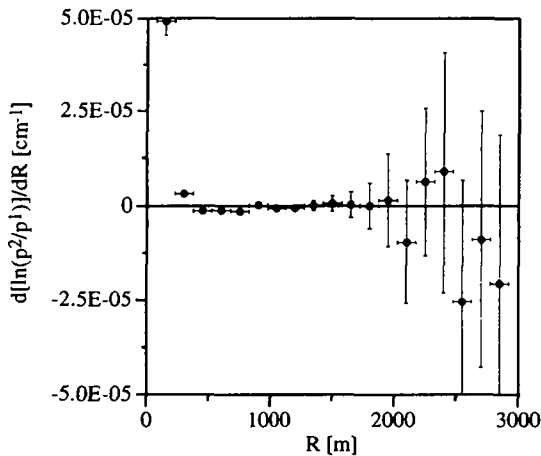


Figure 9: Dérivée du logarithme du rapport des signaux avec les deux lasers colorants accordés sur la même longueur d'onde (300.55 nm). Le signal p^1 (p^2) est émis par le laser colorant réglé usuellement sur la longueur d'onde ON (OFF). La barre horizontale indique l'intervalle de mesure, celle verticale l'erreur statistique. Payerne, 16 juillet 1993; 3000 coups laser.

Afin d'effectuer cette vérification, les lasers colorants ont été accordés sur la même longueur d'onde: si le comportement du lidar était parfaitement identique pour les deux émissions, la dérivée du logarithme du rapport des signaux respectifs serait rigoureusement nulle. En réalité les deux faisceaux n'entrent pas exactement à la même distance dans le champ de vision du télescope, ce qui explique la différence évidente entre la mesure et le comportement théorique jusqu'à 375 m (figure 9). Bien qu'à partir de 825 m la dérivée en question soit compatible avec zéro, entre 375 et 825 m la déviation par rapport à la valeur attendue demeure légèrement significative. La persistance pour quelques centaines de mètres d'une faible diversité dans les recouvrements entre les deux émissions et la détection explique cet écart. Ce phénomène est la conséquence de la non parfaite égalité des géométries des faisceaux ON et OFF. Pour pallier à cet effet le beam expander BE1 a été introduit (il n'était pas présent lors de la mesure de la figure 9) et un protocole très strict a été établi pour l'alignement des éléments optiques. Néanmoins, ces améliorations n'annulent pas complètement ce biais. Pour cette raison une estimation détaillée de son influence sur la détermination de la concentration d'ozone sera donnée dans le cadre de la discussion de l'erreur systématique.

3.2 - Intercomparaison entre DIAL et analyseurs au sol

Un premier contrôle du système DIAL a été effectué en comparant ses mesures de la concentration d'ozone avec celles fournies par deux analyseurs ponctuels au sol: un appartient au réseau suisse NABEL, l'autre est intégré dans la remorque de l'EPFL.

Pour mesurer au niveau du terrain, le lidar a été dirigé en horizontale. La tranche de chemin optique retenue pour l'évaluation de la concentration d'ozone (990.75 m - 1199.25 m) a été limitée:

- supérieurement, par un obstacle naturel,
- inférieurement, par la détérioration dans le temps des conditions de recouvrement entre émission et détection.

Le système avait en fait été opéré en acquisition automatique, sans surveiller l'entrée des faisceaux dans le champ de vision du télescope. Les causes principales du dérèglement progressif de l'alignement ont été décelées dans la dilatation thermique des montures et dans la transmission des vibrations dues aux pompes mécaniques et au mouvement des opérateurs.

Pour remédier à ces effets:

- le châssis robuste en acier inoxydable qui soutient toute l'optique a été découplé de la remorque par un ensemble de supports appuyés sur le terrain,
- une bâche isolante et une climatisation ont été montées en permettant de circonscrire les éléments jusqu'à P₂ dans une pièce à température stabilisée.

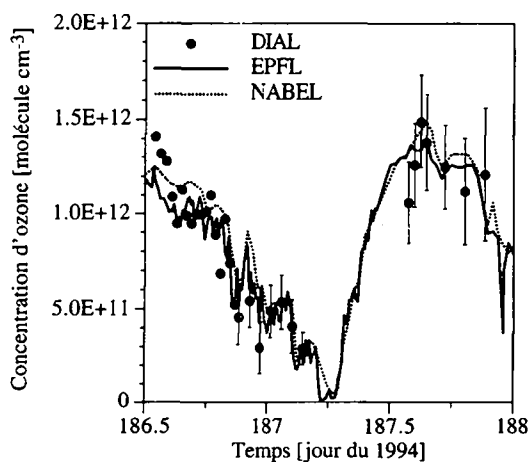


Figure 10: Intercomparaison entre les mesures au sol d'ozone effectuées par deux analyseurs ponctuels (EPFL, NABEL) et par le système DIAL dirigé horizontalement. Le temps est exprimé en jour de 1994: 187.5, par exemple, correspond à midi (heure solaire) du 187^{ème} jour de 1994. La barre verticale indique l'erreur statistique. Payerne, 5 - 6 juillet 1994; 1000 (droite) et 2000 (gauche) coups laser.

Le niveau d'ozone déterminé par les trois instruments est montré à la figure 10. Ce graphique montre l'évolution typique de la concentration d'ozone dans un site rural, c'est-à-dire une montée au matin et une descente pendant l'après-midi, en corrélation avec l'intensité du rayonnement solaire. Les valeurs fournies par le procédé DIAL oscillent uniformément autour de celles obtenues par les méthodes conventionnelles, tout en restant compatibles (la barre d'erreur des premiers points n'a pas été calculée à cause d'un problème d'enregistrement des données mais elle ne peut pas être très différente de celle déterminée à la fin de la 186^{ème} journée, car les conditions expérimentales n'ont pas changé beaucoup). La différence entre l'incertitude statistique au milieu et à la fin de l'expérience est aisément expliquée par la variation du nombre de coups laser utilisés pour établir chaque valeur de la concentration d'ozone (2000 et 1000 dans les deux cas respectifs).

Ce résultat est d'autant plus satisfaisant que plusieurs causes pourraient expliquer l'inégalité des trois mesures:

- les régions de l'atmosphère sondées sont différentes (pour chaque couple d'instruments, la distance relative entre les deux volumes d'air analysés est d'environ 1 km),

- la résolution temporelle du système DIAL (entre 33'' et 67'') est bien supérieure à celle des analyseurs (EPFL: 10', NABEL: 30') en le rendant ainsi sensible à des changements rapides dans la concentration d'ozone (l'augmentation de la fluctuation consécutive à la réduction du temps d'intégration peut être déjà observée en confrontant les mesures ponctuelles EPFL et NABEL),
- une étude soignée de l'analyseur intégré dans la remorque par une source étalon conduit à la conclusion que sa précision, compte tenu de tout effet, est de 10^{11} molécule cm^{-3} .

3.3 - Intercomparaison entre DIAL, avion et sonde

L'intercomparaison la plus contraignante pour un système qui est appelé à établir la concentration d'ozone en fonction de l'altitude est celle avec d'autres instruments capables d'effectuer la même détermination. Pour cette raison, un profil vertical reconstruit par la méthode DIAL a été confronté avec ceux d'une sonde et d'un planeur motorisé. Ces trois mesures indépendantes ont été obtenues dans un intervalle de temps de 20 minutes et la distance sur le plan horizontal des volumes d'air sondés est de l'ordre du km à cause de la dérive du ballon provoquée par le vent et du rayon de la trajectoire hélicoïdale parcourue par l'avion pendant sa montée autour des faisceaux laser.

La figure 11 présente les résultats des trois méthodes seulement entre 675 et 1275 m de distance par rapport au sol, car le procédé DIAL est affecté par un biais important au-dehors de cet intervalle. La différence entre les points d'entrée des deux faisceaux laser dans le champ de vision du télescope explique le comportement avant 675 m, tandis que l'insuccès dans la reconstruction de la concentration d'ozone à partir de 1275 m est causé par la déformation des distributions statistiques du signal qui entraîne la surestimation de sa valeur moyenne. Une description détaillée de cet effet et de sa correction sera donnée dans le chapitre dédié au traitement des données, où la concentration d'ozone pourra être déterminée jusqu'à 2850 m de distance, tout en montrant un bon accord avec les mesures simultanées d'un avion équipé avec des analyseurs ponctuels.

Pour ce qui concerne l'incertitude des trois instruments, l'erreur statistique du système DIAL se situe entre 1 et 3 %, la précision du planeur est 3 % [Nein94] et celle du ballon est 10 % [Brew60, Beek94]. Le profil de ce dernier montre aussi un effet de lissage à cause de sa vitesse ascensionnelle et de l'inertie de son capteur.

Les mesures lidar sont systématiquement plus grandes que celles des autres dispositifs et présentent une différence moyenne de 5 et 9 % par rapport à la sonde et à l'avion,

respectivement. Dans le cas du ballon, cet écart est contenu à l'intérieur de l'intervalle d'incertitude. Au contraire, dans la comparaison entre DIAL et avion, même en tenant compte de l'erreur statistique du premier et de la précision du deuxième, il reste à expliquer une déviation moyenne de 4 %. Pour déceler les raisons de ce désaccord, une étude la plus possible complète de l'erreur systématique a été entreprise. Les résultats de cet effort seront présentés dans le chapitre consacré au traitement des données.

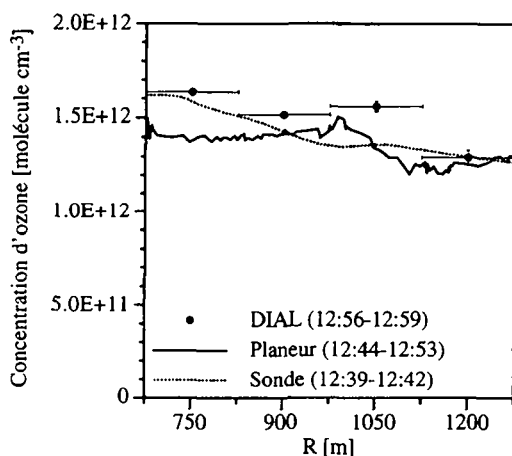


Figure 11: Intercomparaison entre les profils verticaux d'ozone mesurés par le système DIAL, le planeur motorisé et le ballon sonde. La barre horizontale indique l'intervalle de mesure, celle verticale l'erreur statistique. Payerne, 30 juin 1994; 5000 coups laser.

3.4 - Comportement de l'erreur statistique

La méthodologie coup par coup constitue un outil privilégié pour l'analyse de l'erreur statistique. L'effet sur cette dernière du contrôle de l'énergie et de la variation du nombre de coups laser a été étudié.

La normalisation du signal lidar par l'énergie émise a été introduite afin de réduire sa fluctuation. Néanmoins, la diminution correspondante de l'erreur statistique ne peut pas être quantifiée a priori, car l'instabilité des sources laser est une parmi les causes de la variabilité de la lumière rétrodiffusée dont l'importance relative change avec les conditions

expérimentales. Les mesures indiquent que le contrôle de l'énergie induit une réduction de l'erreur statistique de la concentration d'ozone jusqu'à 30 %.

Au contraire, la dépendance de l'erreur statistique en fonction du nombre de coups laser est facilement prévisible: en fait, en doublant ce paramètre, l'incertitude se réduit d'un facteur $\sqrt{2}$, si les caractéristiques optiques moyennes de l'atmosphère ne varient pas pendant la détermination d'un profil [Scho74, Kill81]. Pour vérifier ce comportement la fluctuation de la concentration d'ozone a été déterminée en considérant 500, 1000, 2000 et 4000 coups laser d'un même fichier. Les rapports entre les erreurs statistiques mesurées diffèrent de moins que 3 % d'avec la valeur attendue, en accord avec un résultat similaire de la littérature [Milt87].

3.5 - Performances réelles de l'optique

Les campagnes préliminaires de Payerne ont été l'occasion pour contrôler les performances réelles de l'optique du système DIAL de l'EPFL. Comme il a été remarqué dans la section 1.1.1, les lasers ont atteint, voire dépassé, les spécifications. Pour ce qui concerne les éléments passifs, la réflectance \mathcal{R} et la transmittance \mathcal{T} ont été mesurées, après le montage, avec une précision de l'ordre de 5 %. La liste de ces valeurs a été donnée dans la table 3.

BE1	$\mathcal{T} = 80 \%$	à 290 nm
BE2	$\mathcal{T} = 98 \%$	à 280 nm
BE3	$\mathcal{R} = 65 \%$	à 290 nm
G	$\mathcal{R} = 80 \%$	à 272 nm
G	$\mathcal{T} = 80 \%$	à 290 nm
$\lambda/2$	$\mathcal{T} = 99 \%$	à 290 nm
$\lambda/4$	$\mathcal{T} = 99 \%$	à 280 nm
L	$\mathcal{T} = 99 \%$	à 280 nm
M1	$\mathcal{R} = 97 \%$	à 308 nm
M2	$\mathcal{R} = 90 \%$	à 272 nm
P	$\mathcal{T} = 96 \%$	à 280 nm
S	$\mathcal{T} = 46 \%$	à 280 nm
T	$\mathcal{R} = 65 \%$	à 290 nm

Table 3: Valeurs mesurées de la réflectance \mathcal{R} et de la transmittance \mathcal{T} des éléments passifs utilisés dans l'optique du système DIAL de l'EPFL.

4 - Conclusions

Un système DIAL mobile pour la mesure de l'ozone troposphérique a été assemblé dans un bref intervalle de temps (janvier 1993: début du montage, juillet 1993: premier profil de concentration). Après quelques contrôles préliminaires, le lidar a été soumis à des améliorations importantes avant d'être engagé dans les campagnes de mesure de l'été 1994.

L'originalité de cette expérience, dans le domaine de la télédétection optique de l'ozone troposphérique, réside principalement dans sa capacité d'enregistrer chaque signal détecté et pas seulement sa valeur moyenne. Cette performance a été atteinte grâce à une électronique rapide (standard VME).

La configuration et les tests du système DIAL de l'EPFL ont été décrits en détail dans ce chapitre, les caractéristiques typiques principales ont été résumées à la table 4.

optique d'émission	longueur d'onde	270 - 300 nm
	divergence	0.025 mrad
	énergie par impulsion	1 - 2 mJ
	taux de répétition	50 Hz
optique de détection	diamètre	600 mm
	champ de vision	1 mrad
	largeur de bande	2 nm
ADC	gamme dynamique	12 bit
	taux d'échantillonnage	10 MHz

Table 4: Caractéristiques typiques du système DIAL de l'EPFL.

Références

- [Ance89] Ancellet G., Papayannis A., Pelon J. and Mégie G. (1989) "DIAL tropospheric ozone measurement using Nd:YAG laser and the Raman shifting technique" *J. Atm. Ocean. Tech.* **6**, 832-839.
- [Beni90] Beniston M., Wolf J. P., Beniston-Rebetez M., Kölsch H. J., Rairoux. P. and Wöste L. (1990) "Use of lidar measurements and numerical models in air pollution research" *J. Geophys. Res.* **95**, 9879-9894.
- [Böse93] Bösenberg J., Ancellet G., Apituley A., Bergwerff H., von Cossart G., Edner H., Fiedler J., Galle B., de Jonge C., Mellqvist J., Mitev V., Schaberl T., Sonnemann G., Spakman J., Swart D. and Wallinder E. (1993) *Tropospheric ozone lidar intercomparison experiment, TROLIX '91, field phase report (report 102)*, pp. 24-27. Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Germany.
- [Brec85] Breck Hitz C. (1985) *Understanding laser technology*. PennWell Publishing Company, Tulsa, USA.
- [Brew60] Brewer A. W. and Milford J. R. (1960) "The Oxford-Kew ozone sonde" *Proc. Roy. Soc.* **A256**, 470-495.
- [Duri94] Durieux E., Calpini B., Clappier A., Fiorani L., Flamm M., Jaquet L. and Van den Bergh H. (1994) "An innovative high repetition rate shot per shot acquisition system and its application to a new kind of tropospheric lidar measurements" in *Excimer lasers* (edited by Laude L. D.), pp. 245-267. Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, The Netherlands.
- [Edne87] Edner H., Fredriksson K., Sunesson A., Svanberg S., Unéus L. and Wendt W. (1987) "Mobile remote sensing system for atmospheric monitoring" *Appl. Opt.* **26**, 4330-4338.
- [Edne92] Edner H., Pagnaron P., Svanberg S. and Wallinder E. (1992) "Vertical lidar probing of ozone and related trace species" in *EUROTRAC annual report 1991*, part 7, pp. 36-40. EUROTRAC ISS, Fraunhofer-Institut für Atmosphärische Umweltforschung, Garmisch-Partenkirchen, Germany.
- [Gibs75] Gibson A. J. and Thomas L. (1975) "Ultraviolet laser sounding of the troposphere and lower stratosphere" *Nature* **256**, 561-563.

- [Goer92] Goers U.-B., Glauer J., Lahmann W., Weitkamp C. and Michaelis W. (1992) "Tropospheric ozone measurements with the mobile differential absorption lidar ARGOS" in *EUROTRAC annual report 1991*, part 7, pp. 17-23. EUROTRAC ISS, Fraunhofer-Institut für Atmosphärische Umweltforschung, Garmisch-Partenkirchen, Germany.
- [Higg92] Higgins T. V. (1992) "Nonlinear crystals: where the colors of the rainbow begin" *Laser Focus World* **1**, 125-133.
- [Karw93] Karwacki E. J. Jr. (1993) "Check your gas-handling system to maximize laser performance" *Laser Focus World* **9**, 123-128.
- [Kemp94] Kempfer U., Carnuth W., Lotz R. and Trickl T. (1994) "A wide-range ultraviolet lidar system for tropospheric ozone measurements: development and application" *Rev. Sci. Instrum.* **65**, 3145-3164.
- [Kill81] Killinger D. K. and Menyuk N. (1981) "Effect of turbulenc-induced correlation on laser remote sensing errors" *Appl. Phys. Lett.* **38**, 968-970.
- [Köls89] Kölsch H. J., Rairoux P., Wolf J. P. and Wöste L. (1989) "Simultaneous NO and NO₂ measurement using BBO crystals" *Appl. Opt.* **28**, 2052-2056.
- [Lamb90] Lambda Physik (1990) *Excimer laser principles*. Lambda Physik GmbH, Göttingen, Germany.
- [Lamb91] Lambda Physik (1991) *Excimer laser instruction manual*. Lambda Physik GmbH, Göttingen, Germany.
- [Lamb92] Lambda Physik (1992) *Dye laser instruction manual*. Lambda Physik GmbH, Göttingen, Germany.
- [Lamb93] Lambda Physik (1993) *Dye laser principles*. Lambda Physik GmbH, Göttingen, Germany.
- [Lern88] Lerner J. M. and Thevenon A. (1988) *The Optics of Spectroscopy*. Instrument SA, Edison, USA.
- [Meas92] Measures R. M. (1992) *Laser remote sensing*. Krieger Publishing Company, Malabar, USA.

- [Mégi77] Mégie G., Allain J. Y., Chanin M. L. and Blamont J. E. (1977) "Vertical profile of stratospheric ozone by lidar sounding from the ground" *Nature* **270**, 329-331.
- [Milt87] Milton M. J. T. and Woods P. T. (1987) "Pulse averaging methods for a laser remote monitoring system using atmospheric backscattering" *Appl. Opt.* **26**, 2598-2603.
- [Milt92] Milton M. J. T. and Woods P. T. (1992) "The measurement of ozone in the free troposphere using DIAL" in *EUROTRAC annual report 1991*, part 7, pp. 47-48. EUROTRAC ISS, Fraunhofer-Institut für Atmosphärische Umweltforschung, Garmisch-Partenkirchen, Germany.
- [Nein94] Neininger B. and Fuchs W. (1994) "Air pollution measurements with a light aircraft (MetAir's Stemme S10 VC)" in *Proceedings of the 6th European Symposium on the Physical-chemical Behaviour of Atmospheric Pollutants (report EUR 15609/2 EN)*, pp. 817-822. Office for official publications of the European Communities, Luxembourg.
- [Papa96] Papayannis A. (1996) "Instruments" to be published in *Instrument development for atmospheric research and monitoring* (edited by Bösenberg J., Brassington D. and Simon P.). Springer-Verlag, Berlin, Germany.
- [Roth83] Rothe K. W., Walther H. and Werner J. (1983) "Differential-absorption measurement with fixed-frequency IR and UV lasers" in *Optical and laser remote sensing* (edited by Killinger D. K. and Mooradian A.), pp. 10-16. Springer-Verlag, Berlin, Germany.
- [Rutt88] Rutten H. and van Venrooij M. (1988) *Telescope optics*. Willmann-Bell, Richmond, USA.
- [Scho74] Schotland R. M. (1974) "Errors in the lidar measurement of atmospheric gases by differential absorption" *J. Appl. Meteor.* **13**, 71-77.
- [Stef92] Stefanutti L., Castagnoli F., Del Guasta M., Morandi M., Sacco V. M., Zuccagnoli L., Godin S., Mégie G. and Porteneuve J. (1992) "The antarctic ozone lidar system" *Appl. Phys.* **B55**, 3-12.
- [Stel90] Stellar Software (1990) *BEAM THREE optical ray tracer*. Stellar Software, Berkeley, USA.

- [Sune94] Sunesson J. A., Apituley A. and Swart D. P. J. (1994) "Differential absorption lidar system for routine monitoring of tropospheric ozone" *Appl. Opt.* **33**, 7045-7058.
- [Uchi83] Uchino O., Tokunaga M., Maeda M. and Miyazoe Y. (1983) "Differential-absorption-lidar measurement of tropospheric ozone with excimer-Raman hybrid laser" *Opt. Lett.* **8**, 347-349.

Traitement des données

Ce chapitre décrit en détail l'algorithme de traitement des données utilisé dans le présent travail pour les mesures DIAL. Un soin particulier a été appliqué à l'étude de la précision des profils d'ozone.

Usuellement l'erreur statistique de la mesure DIAL de l'ozone est calculée grâce à un modèle basé sur les paramètres de l'instrument et sur les profils moyens des caractéristiques optiques de l'atmosphère [Scho74, Pelo82], ou estimée à partir de la fluctuation de la valeur moyenne du signal lidar en fonction de la distance [Sune94]. La mesure de l'incertitude aléatoire à partir de la distribution statistique du signal (section 1) et sa propagation dans l'algorithme de correction (section 2) constituent des caractéristiques originales de la méthodologie coup par coup. Ensuite, dans le cadre de l'évaluation de l'erreur systématique (section 3), un modèle de la superposition entre les faisceaux laser et le champ de vision du télescope a été développé. De plus, une autre source potentielle de biais, la déformation des distributions statistiques du signal, a été observée grâce à la méthodologie coup par coup. Cet effet et sa correction seront décrits à la section 4. Finalement, le traitement de donnée est appliqué à un cas spécifique, la campagne de mesure MEDCAPHOT - TRACE (section 5), en démontrant que le système DIAL de l'EPFL a atteint la précision nécessaire à la validation d'un modèle de pollution.

Pour rendre la lecture plus aisée toutes les figures - sauf indication contraire - sont basées sur un seul fichier (9 du 8 septembre 1994). Néanmoins, chaque conclusion générale a été reproduite dans tout l'échantillon de données. Dans la mesure du possible toutes les égalités ont été données en forme discrète pour permettre au lecteur de suivre le calcul effectivement exécuté (programme en langage C). Afin de rendre les notations consistantes avec celles usuellement employées, la lettre σ indique soit la section efficace soit l'erreur statistique. Toute confusion a été évitée par la convention suivante:

- σ sans autres symboles est la section efficace de l'ozone,
- σ suivi d'un exposant est la section efficace de la particule indiquée par l'exposant,
- σ suivi d'un indice est l'erreur statistique de la quantité indiquée par l'indice.

Les exposants ON et OFF ont été ajoutés uniquement si nécessaire. Ils ont été omis lorsqu'une relation était valable pour les deux longueurs d'onde.

1 - Calcul de la concentration non corrigée d'ozone

Une mesure lidar typique est réalisée à partir de N_s coups laser. Le signal détecté après chaque émission est enregistré dans le disque de l'ordinateur sous forme d'une série de N_c valeurs $v_{l,j}$ où:

$$l = 0, \dots, N_s - 1 \quad (1)$$

$$j = 0, \dots, N_c - 1 \quad (2)$$

Chaque $v_{l,j}$ est normalisée par l'énergie émise car elle est le rapport entre la valeur du canal j -ième de l'ADC - c'est-à-dire sa j -ième conversion - et le comptage du CADC. Un exemple de série est présenté à la figure 1. La montée rapide du signal est liée à l'entrée progressive du faisceau laser dans le champ de vision du télescope, comme il peut être aisément vérifié en tournant légèrement l'axe d'émission de l'instrument.

1.1 - Valeur moyenne de la distance et du signal

Suivant (I.11), la distance de la matière rétrodiffusante est proportionnelle à l'indice j car les numérisations sont effectuées l'une après l'autre dans le temps. Plus précisément:

$$R_j = \left(j + \frac{1}{2} \right) \frac{c}{2f} \quad (3)$$

où R_j et f indiquent, respectivement, la distance correspondante au milieu de la j -ième conversion et le taux d'échantillonnage de l'ADC. En fait, l'intervalle de temps entre deux numérisations successives est égal à l'inverse de f . L'excellente précision dans la mesure du temps implique que l'erreur de R_j est négligeable par rapport aux autres sources d'indétermination.

Pour augmenter le rapport signal sur bruit les valeurs moyennes de la rétrodiffusion dans le temps de mesure sont calculées (figure 2):

$$v_j = \frac{1}{N_s} \sum_{l=0}^{N_s-1} v_{l,j} \quad (4)$$

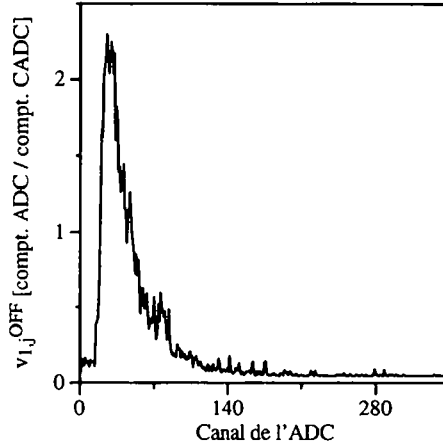


Figure 1: Exemple de signal (1 coup laser).

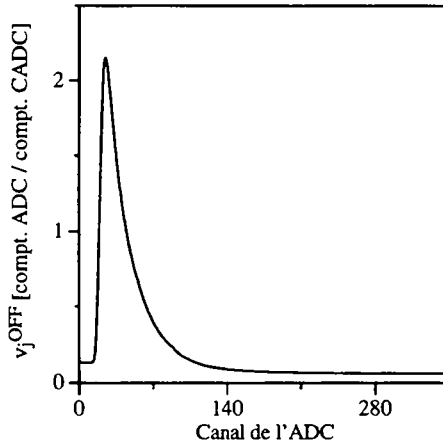


Figure 2: Exemple de valeur moyenne du signal (2990 coups laser).

Dans l'intervalle en distance où la distribution des $v_{l,j}$ est gaussienne, le carré de l'erreur statistique de v_j est exprimé par la relation:

$$\sigma_{v_j}^2 = \frac{1}{N_s} \frac{\sum_{l=0}^{N_s-1} (v_{l,j} - v_j)^2}{N_s - 1} \quad (5)$$

L'étape suivante du traitement des données est la soustraction de g , offset dû au piédestal de l'ADC et au photons solaires (le courant d'obscurité est négligeables dans le domaine d'application du système DIAL de l'EPFL). La valeur de g est calculée dans un intervalle en distance où le signal a désormais disparu (N_g canaux à partir du G -ième):

$$g = \frac{1}{N_g} \sum_{j=G}^{G+N_g-1} v_j \quad (6)$$

$$\sigma_g^2 = \frac{1}{N_g^2} \sum_{j=G}^{G+N_g-1} \sigma_{v_j}^2 \quad (7)$$

Comme il sera discuté dans la partie dédiée à l'erreur systématique, cette mesure de l'offset est en bon accord avec celle effectué en empêchant au faisceau laser d'être émis dans l'atmosphère.

Les valeurs moyennes du signal sont donc ainsi corrigées:

$$p_j = v_j - g \quad (8)$$

$$\sigma_{p_j}^2 = \sigma_{v_j}^2 + \sigma_g^2 \quad (9)$$

Si cette correction n'était pas opérée, le signal subirait une surestimation dont l'importance relative augmente avec la distance à cause de la diminution de v_j et de la constance de g . Une manière de déceler cet effet est l'observation de la réduction artificielle de l'erreur statistique relative (figure 3). En fait, ce phénomène inattendu est dû à la surestimation du signal accompagnée par l'évaluation correcte de sa fluctuation (σ_g^2 est négligeable). L'erreur statistique relative atteint une valeur constante lorsque l'offset domine.

Usuellement, pour accroître d'avantage le rapport signal sur bruit les valeurs moyennes de p_j sont déterminées dans N_b intervalles successifs qui contiennent N_a canaux de l'ADC [Böse93a]:

$$\bar{p}_i = \frac{1}{N_a} \sum_{j=iN_a}^{(i+1)N_a-1} p_j \quad (10)$$

$$i = 0, \dots, N_b - 1 \quad (11)$$

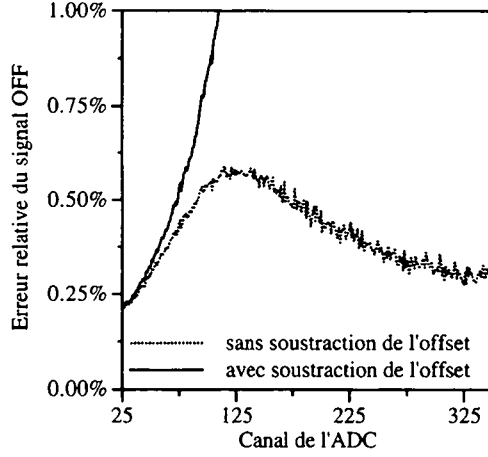


Figure 3: Erreur relative du signal OFF avec (ligne continue) et sans (ligne pointillée) soustraction de l'offset.

Dans ce travail, afin d'exploiter l'information sur l'erreur statistique donnée par la méthodologie coup par coup, les valeurs moyennes sont calculées d'une manière légèrement différente. Tout d'abord le "range-corrected signal" z_j a été introduit:

$$z_j = \ln(p_j R_j^2) \quad (12)$$

$$\sigma_{z_j}^2 = \frac{\sigma_{p_j}^2}{p_j^2} \quad (13)$$

Ensuite, les valeurs moyennes de la distance et du "range-corrected signal" sont déterminées comme suit:

$$\bar{R}_i = \frac{\sum_{j=iN_a}^{(i+1)N_a-1} \frac{R_j}{\sigma_{z_j}^2}}{\sum_{j=iN_a}^{(i+1)N_a-1} \frac{1}{\sigma_{z_j}^2}} \quad (14)$$

$$\bar{z}_i = \frac{\sum_{j=iN_a}^{(i+1)N_a-1} \frac{z_j}{\sigma_{z_j}^2}}{\sum_{j=iN_a}^{(i+1)N_a-1} \frac{1}{\sigma_{z_j}^2}} \quad (15)$$

d'où:

$$\sigma_{\bar{z}_i}^2 = \frac{1}{\sum_{j=iN_a}^{(i+1)N_a-1} \frac{1}{\sigma_{z_j}^2}} \quad (16)$$

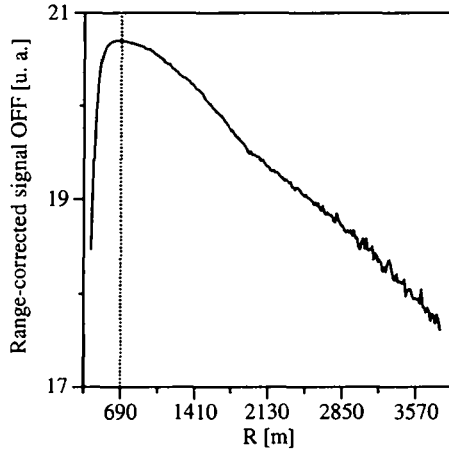


Figure 4: Exemple de "range-corrected signal" (2990 coups laser).

La justification complète de l'algorithme qui vient d'être décrit sera donnée dans le chapitre dédié au modèle du signal lidar. Il suffira ici de remarquer que le "range-corrected signal" est largement utilisé parce qu'il fournit rapidement une idée approximative de la qualité du signal [Böse93b]. Dans l'hypothèse que α , β et C sont approximativement constants, l'équation lidar (I.15) implique que le "range-corrected signal" est une fonction linéaire décroissante de la distance. Une déviation trop importante par rapport à ce comportement peut être due à un biais expérimental. Par exemple, dans le cas à la figure 4, il est évident que la superposition des cônes d'émission et de détection n'est pas accomplie avant 690 m. Cette valeur constituera la limite inférieure de l'intervalle de mesure de l'ozone.

1.2 - Concentration non corrigée d'ozone

Finalement, en correspondance de la distance:

$$\bar{R}_i = \frac{\bar{R}_{i+1} + \bar{R}_i}{2} \quad (17)$$

la concentration non corrigée d'ozone est calculée à partir de l'équation DIAL (I.21) en forme discrète [Mégi80]:

$$C_i^0 = \frac{1}{2 \Delta \sigma} \frac{L_{i+1} - L_i}{\bar{R}_{i+1} - \bar{R}_i} \quad (18)$$

$$L_i = \bar{z}_i^{OFF} - \bar{z}_i^{ON} \quad (19)$$

où il peut être remarqué que la relation (19) est conséquence de la définition (12) qui implique:

$$z_i^{OFF} - z_i^{ON} = \ln \left(\frac{p_i^{OFF}}{p_i^{ON}} \right) \quad (20)$$

L'application de la formule de propagation des erreurs aux égalités (18) et (19) a pour conséquence [Mégi80]:

$$\sigma_{C_i^0}^2 = \left[\frac{1}{2 \Delta \sigma (\bar{R}_{i+1} - \bar{R}_i)} \right]^2 (\sigma_{L_{i+1}}^2 + \sigma_{L_i}^2) \quad (21)$$

$$\sigma_{L_i}^2 = \sigma_{\bar{z}_i^{OFF}}^2 + \sigma_{\bar{z}_i^{ON}}^2 \quad (22)$$

La limite supérieure de l'intervalle de mesure de l'ozone a été fixée à 1410 m, car au-delà de cette distance le biais induit par la déformation des distributions statistiques du signal est plus grand que 10 %, et donc ne peut plus être négligé. Cet effet et sa correction seront décrits en détail dans la suite de ce chapitre.

2 - Calcul de la concentration corrigée d'ozone

Avant de procéder au calcul de la concentration corrigée d'ozone par l'équation DIAL complète (1.20) il est nécessaire de caractériser la rétrodiffusion atmosphérique et l'extinction provoquée par toutes les composantes de l'air, sauf l'ozone.

2.1 - Coefficients de rétrodiffusion et d'extinction

Le coefficient de rétrodiffusion à la distance i -ième peut être écrit de la façon suivante, en distinguant les contributions des aérosols et des molécules:

$$\beta_i = \beta_i^{aer} + \beta_i^{mol} \quad (23)$$

L'erreur statistique de β_i coïncide avec celle de β_i^{aer} car β_i^{mol} sera calculé à partir d'un modèle de l'atmosphère.

Pour ce qui concerne le coefficient d'extinction, en plus de:

- la diffusion par les molécules (Rayleigh),
- la diffusion et l'absorption par les aérosols (Mie),

l'absorption de quelques espèces chimiques, autres que l'ozone, doit être tenue en compte. Les seules contributions qui peuvent être non négligeables sont celles dues à l'oxygène, au dioxyde d'azote et au dioxyde de soufre:

$$\alpha_i = \alpha_i^{aer} + \alpha_i^{mol} + \sum_{k=O_2, NO_2, SO_2} \alpha_i^k \quad (24)$$

L'erreur statistique de α_i coïncide avec celle de α_i^{aer} car les autres coefficients d'extinction seront calculés à partir d'un modèle de l'atmosphère.

Les coefficients moléculaires de rétrodiffusion et d'extinction peuvent être aisément déterminés à l'aide des formules suivantes [Meas92], en connaissant le profil de densité de l'air ρ_i et la section efficace de Rayleigh σ^{mol} :

$$\beta_i^{mol} = \frac{3}{8\pi} \alpha_i^{mol} \quad (25)$$

$$\alpha_i^{mol} = \sigma^{mol} \rho_i \quad (26)$$

Le profil de densité peut être obtenu à partir d'un modèle de l'atmosphère comme, par exemple, USSA 76 [NOAA76]:

$$\rho_i = \frac{P_i}{\kappa T_i} \quad (27)$$

$$P_i = P_D \left(\frac{T_D}{T_i} \right)^{-5.255877} \quad (28)$$

$$T_i = T_D - 0.006500 \times (h_i - h_D) \quad (29)$$

où P_i est la pression, T_i la température, h_i l'altitude et κ la constante de Boltzmann. P_D , T_D et h_D indiquent, respectivement, les valeurs de pression, température et altitude auprès du système DIAL. T_D est mesurée, P_D est estimée par les formules (28) et (29) à partir de la supposition que la pression au niveau de la mer est égale à 1013.25 hPa [NOAA76].

La relation entre l'altitude et la distance est simplement:

$$h_i - h_D = \bar{R}_i \cos \theta \quad (30)$$

où θ indique l'angle entre la verticale et la direction des faisceaux laser.

Pour ce qui concerne la section efficace de Rayleigh, les égalités suivantes ont été établies [Edle66, Elte68]:

$$\sigma^{mol} = \frac{8\pi^3}{3} \left(\frac{v_S^2 - 1}{\rho_S} \right)^2 \frac{1}{\lambda^4} \left(\frac{6 + 3\gamma}{6 - 7\gamma} \right) \quad (31)$$

$$(v_S - 1) \times 10^8 = 8,242.13 + \frac{2,406,030}{(130 - 10^{-12} \times \lambda^{-2})} + \frac{15,997}{(38.9 - 10^{-12} \times \lambda^{-2})} \quad (32)$$

où ρ_S et v_S sont, respectivement, la densité et l'index de réfraction de l'air pour une pression de 1.01325 Pa et une température de 288.15 K. Pour le facteur de dépolarisation γ les mesures les mieux acceptées indiquent la valeur de 0.0279 [Youn81].

Les coefficients d'extinction liés à l'absorption de l'oxygène [Cann94], du dioxyde d'azote [Bass76] et du dioxyde de soufre [Mana93] sont calculés comme suit à partir des sections efficaces σ_i^k et des concentrations C_i^k :

$$\alpha_i^k = \sigma_i^k C_i^k \quad (33)$$

$$C_i^k = x_i^k \rho_i \quad (34)$$

$$k = O_2, NO_2, SO_2 \quad (35)$$

où les rapports de mélange x_i^k doivent être estimés.

La fraction d'oxygène présente dans l'air a été mesurée avec une grande précision [NOAA76]:

$$x_i^{O_2} = 0.209476 \quad (36)$$

Par contre, les cas des dioxydes d'azote et de soufre sont plus difficiles: leurs rapports de mélange ne sont pas forcément constants en fonction de la distance et peuvent varier d'une mesure à l'autre. Pour établir l'ordre de grandeur des contributions à la correction dues aux dioxydes d'azote et de soufre, les fractions suivantes sont considérées:

$$x_i^{NO_2} = 10^{-8} \quad (37)$$

$$x_i^{SO_2} = 10^{-8} \quad (38)$$

Ces valeurs sont basées sur des niveaux moyens annuels mesurés récemment [Tour94]. Heureusement, comme sera montré par la suite, avec le choix des longueurs d'onde qui a été effectué (voir la section I.3.2), ces deux dernières contributions sont négligeables.

En général, le calcul des coefficients de rétrodiffusion et d'extinction des aérosols ne peut pas être effectué à partir d'un modèle. Leur estimation la plus courante est basée sur l'inversion de l'équation lidar (I.15) appliquée au signal OFF [Klet81, Fern84, Brow85], car dans ce cas l'absorption de l'ozone joue un rôle mineur dans l'extinction totale. Malheureusement, après avoir mesuré la rétrodiffusion OFF, une constante (le facteur de conversion entre la puissance détectée et la valeur correspondante de l'ADC) et deux variables (α et β) restent à déterminer dans l'équation lidar (I.15). Afin de résoudre ce problème il faut évaluer la constante et établir une relation entre α et β . Comme il sera montré dans la suite, la première tâche sera remplacée par l'estimation du coefficient de rétrodiffusion à une distance donnée. La manière la plus simple pour lier α et β est l'extension au cas des aérosols de l'égalité (25):

$$\alpha_i^{aer} = \frac{1}{P_\pi} \beta_i^{aer} \quad (39)$$

$$\sigma_{\alpha_i^{aer}}^2 = \frac{1}{P_\pi^2} \sigma_{\beta_i^{aer}}^2 \quad (40)$$

La fonction de phase des aérosols P_π n'est pas forcément constante en fonction de la distance et peut varier d'une mesure à l'autre car elle dépend de la concentration, de la taille, de la géométrie et de l'index de réfraction des particules. Néanmoins, suivant la pratique usuelle,

elle a été considérée constante pour permettre l'inversion de l'équation lidar (I.15) et la valeur de 0.028 sr^{-1} a été retenue selon la suggestion de plusieurs auteurs [Brow85, Papa90, Kemp94].

Ensuite, après la définition [Brow85]:

$$\mu(R) = z^{OFF}(R) - \int_R^{R_M} \left[\sigma^{OFF} C^0(R') + \sum_{k=O_2, NO_2, SO_2} \alpha_j^{k,OFF}(R') + \left(1 - \frac{3}{8\pi P_\pi}\right) \alpha_j^{mol,OFF}(R') \right] dR' \quad (41)$$

où σ^{OFF} est la section efficace de l'ozone à la longueur d'onde OFF, l'équation différentielle suivante est obtenue à partir de l'équation lidar (I.15):

$$\frac{d\mu(R)}{dR} = \frac{1}{\beta^{OFF}(R)} \frac{d\beta^{OFF}(R)}{dR} - \frac{2}{P_\pi} \beta^{OFF}(R) \quad (42)$$

dont la solution est [Klet81]:

$$\beta^{OFF}(R) = \frac{\exp[\mu(R) - \mu_M]}{\frac{1}{\beta_M} + \frac{2}{P_\pi} \int_R^{R_M} \exp[\mu(R') - \mu_M] dR'} \quad (43)$$

où:

$$\mu_M = \mu(R_M) \quad (44)$$

et β_M est la constante d'intégration.

Les formulations discrètes des égalités (41) et (43) peuvent être écrites comme suit:

$$\mu_i = \bar{z}_i^{OFF} - 2 \sum_{j=i}^{M-1} \left[\sigma^{OFF} C_j^0 + \sum_{k=O_2, NO_2, SO_2} \alpha_j^{k,OFF} + \left(1 - \frac{3}{8\pi P_\pi}\right) \alpha_j^{mol,OFF} \right] (\bar{R}_{j+1} - \bar{R}_j) \quad (45)$$

$$\beta_i^{OFF} = \frac{\exp(\mu_i - \mu_M)}{\frac{1}{\beta_M} + \frac{2}{P_\pi} \sum_{j=i}^{M-1} \exp(\mu_j - \mu_M) (\bar{R}_{j+1} - \bar{R}_j)} \quad (46)$$

Par l'application de la formule de propagation des erreurs:

$$\sigma_{\mu_i}^2 = \sigma_{\bar{z}_i^{OFF}}^2 + 4 \sigma_{OFF}^2 \sum_{j=i}^{M-1} (\bar{R}_{j+1} - \bar{R}_j)^2 \sigma_{C_j^0}^2 \quad (47)$$

$$\sigma_{\beta_i^{OFF}}^2 = \beta_i^{OFF^2} (\sigma_{\mu_i}^2 + \sigma_{\mu_M}^2) + 4 \left[\frac{\beta_i^{OFF^2}}{P_\pi \exp(\mu_i - \mu_M)} \right]^2 \sum_{j=i}^{M-1} [\exp(\mu_j - \mu_M)]^2 (\bar{R}_{j+1} - \bar{R}_j)^2 (\sigma_{\mu_j}^2 + \sigma_{\mu_M}^2) \quad (48)$$

La solution (43) est formulée de manière que la constante d'intégration β_M soit égale à $\beta_{OFF}(R_M)$: pour résoudre l'équation différentielle (42) il suffit de déterminer le coefficient de rétrodiffusion OFF en R_M . Trois raisons poussent à choisir R_M à la limite supérieure de l'intervalle de mesure du signal OFF (autour de 4000 m):

- l'algorithme d'inversion est stable si $R < R_M$ [Klet81],
- pour des faisceaux ultraviolets dans la troposphère libre, c'est-à-dire entre environ 2 et 12 km d'altitude, la contribution des aérosols au coefficient de rétrodiffusion est petite, voire négligeable [McCo71]. Dans ce cas, le paramètre β_M coïncide avec $\beta_{mol.OFF}(R_M)$ et peut donc être calculé à partir des relations (25) - (32) [Kemp94],

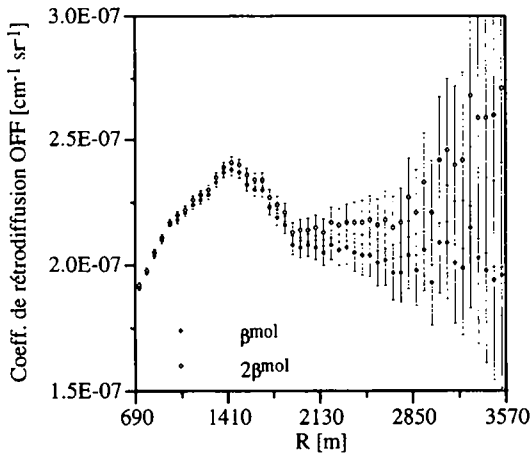


Figure 5: Coefficient de rétrodiffusion OFF reconstruit à partir de deux valeurs de β_M : $\beta_{mol.OFF}(R_M)$ (points) et $2\beta_{mol.OFF}(R_M)$ (cercles) pour $R_M = 4020$ m. La barre verticale indique l'erreur statistique.

- la reconstruction de β^{OFF} est pratiquement insensible à β_M dans l'intervalle de mesure de l'ozone, pourvu que R_M soit assez éloignée de sa limite supérieure [Mats94].

L'analyse des données confirme les trois points précédents. Le premier est vérifiée par le simple fait que l'algorithme d'inversion n'a jamais divergé pour aucun des fichiers. Le deuxième a été contrôlé comme suit: dans un intervalle autour de R_M où μ et β^{OFF} peuvent être considérés, respectivement, une fonction linéaire de R et une constante, l'équation (42) implique que β_M , à travers le facteur $P_\pi/2$, est proportionnelle à l'opposé de la pente de μ . Ce dernier paramètre a été déterminé par régression linéaire et la valeur de β_M qui en découle généralement ne diffère pas significativement de $\beta^{mol,OFF}(R_M)$. Pour ce qui concerne la troisième affirmation, la figure 5 montre que même deux estimations très différentes de β_M mènent à des valeurs de β^{OFF} compatibles.

Malheureusement, les sommations dans les formules (47) et (48) conduisent à une surestimation des erreurs statistiques, car celles aux petites distances sont biaisées par le mauvais rapport signal sur bruit autour de R_M .

Une possibilité de s'affranchir de cette limitation consiste en la double application des égalités (45) - (48):

- d'abord $\beta^{OFF}(R)$ est calculé en intégrant "à l'arrière" (entre R et R_M où $R < R_M$) avec constante initiale β_M ,
- ensuite $\beta'^{OFF}(R)$ est calculé en intégrant "en avant" (entre R'_M , limite inférieure de l'intervalle de mesure de l'ozone, et R où $R'_M < R$) avec constante initiale $\beta^{OFF}(R'_M)$.

L'intégration "en avant" permet d'éviter le biais dans la détermination de l'erreur statistique, tout en gardant la stabilité de l'algorithme d'inversion, grâce à la reconstruction par l'intégration "à l'arrière" de $\beta^{OFF}(R'_M)$: une estimation alternative de ce paramètre pourrait mener à une divergence dans le coefficient de rétrodiffusion [Klet81]. La différence entre les solutions $\beta^{OFF}(R)$ et $\beta'^{OFF}(R)$ est inférieure à 1%.

Une fois calculé β^{OFF} , les coefficients de rétrodiffusion et d'extinction des aérosols pour λ^{OFF} sont déterminés à l'aide, respectivement, des égalités (23), (25) - (32) et (39). Un aperçu de la reconstruction des coefficients d'extinction et de rétrodiffusion est donné, respectivement, aux figures 6 et 7.

L'extension de ces résultats au signal ON est obtenue à partir des relations:

$$\beta_i^{aer,ON} = \left(\frac{\lambda^{OFF}}{\lambda^{ON}} \right)^a \beta_i^{aer,OFF} \quad (49)$$

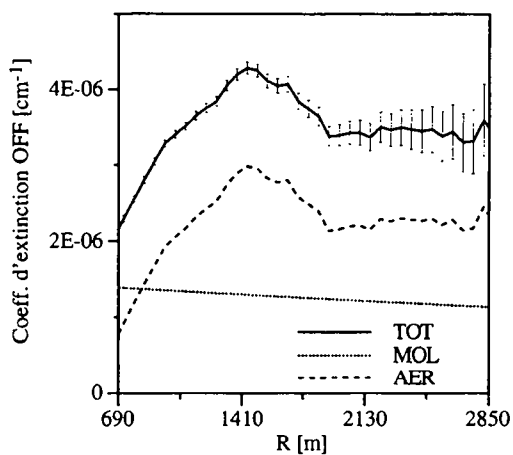


Figure 6: Coefficient d'extinction totale (ligne continue), moléculaire (ligne pointillée) et des aérosols (ligne traitillée). La barre verticale indique l'erreur statistique.

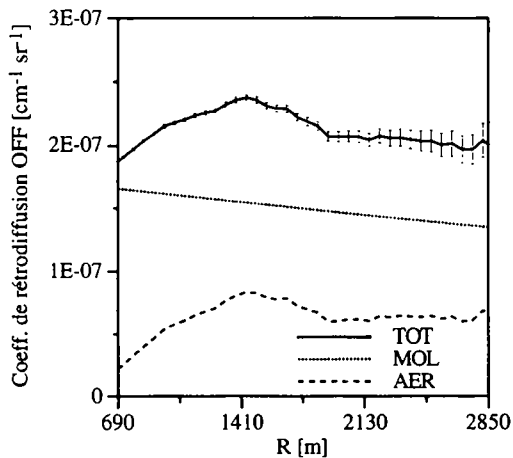


Figure 7: Coefficient de rétrodiffusion totale (ligne continue), moléculaire (ligne pointillée) et des aérosols (ligne traitillée). La barre verticale indique l'erreur statistique.

$$\sigma_{\beta_i, aer, ON}^2 = \left(\frac{\lambda^{OFF}}{\lambda^{ON}} \right)^{2a} \sigma_{\beta_i, aer, OFF}^2 \quad (50)$$

et des égalités (39) et (40). Suivant plusieurs auteurs, la valeur 1 a été retenue pour l'exposant a [Brow85, Papa90, Kemp94].

2.2 - Concentration corrigée d'ozone

Le calcul de la concentration corrigée d'ozone peut être finalement effectué à partir de l'équation DIAL complète (I.20):

$$C_i^1 = C_i^0 - \delta C_i^\alpha - \delta C_i^\beta \quad (51)$$

où:

$$\delta C_i^\alpha = \frac{\Delta \alpha}{\Delta \sigma} \quad (52)$$

$$\Delta \alpha = \alpha_i^{ON} - \alpha_i^{OFF} \quad (53)$$

$$\delta C_i^\beta = \frac{1}{2 \Delta \sigma} \frac{\Lambda_{i+1} - \Lambda_i}{\bar{R}_{i+1} - \bar{R}_i} \quad (54)$$

$$\Lambda_i = \ln \left(\frac{\beta_i^{OFF}}{\beta_i^{ON}} \right) \quad (55)$$

$$\Delta \sigma = \sigma^{ON} - \sigma^{OFF} \quad (56)$$

et σ^{ON} (σ^{OFF}) est la section efficace de l'ozone à la longueur d'onde ON (OFF).

Par l'application de la formule de propagation des erreurs [Scho74]:

$$\sigma_{C_i^1}^2 = \sigma_{C_i^0}^2 + \sigma_{\delta C_i^\alpha}^2 + \sigma_{\delta C_i^\beta}^2 \quad (57)$$

$$\sigma_{\delta C_i^\alpha}^2 = \frac{1}{(\Delta \sigma)^2} \left(\sigma_{\alpha_i, aer, ON}^2 + \sigma_{\alpha_i, aer, OFF}^2 \right) \quad (58)$$

$$\sigma_{\delta C_i^\beta}^2 = \left[\frac{1}{2 \Delta \sigma (\bar{R}_{i+1} - \bar{R}_i)} \right]^2 \left(\sigma_{\Lambda_{i+1}}^2 + \sigma_{\Lambda_i}^2 \right) \quad (59)$$

$$\sigma_{\Lambda_i}^2 = \left(\frac{\sigma_{\beta_i}^{ON}}{\beta_i^{ON}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\beta_i}^{OFF}}{\beta_i^{OFF}} \right)^2 \quad (60)$$

Les graphiques de C^0 et C^1 sont donné à la figure 8.

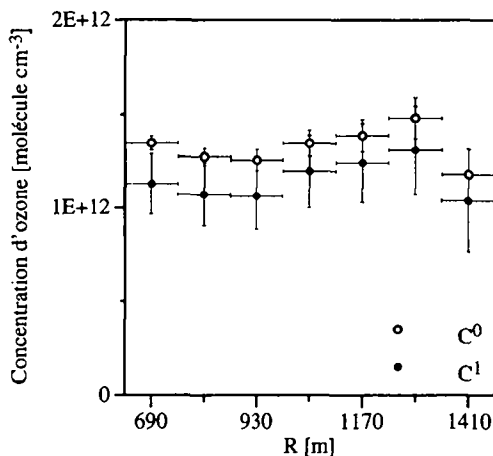


Figure 8: Concentration d'ozone corrigée (points) et non (cercles). La barre horizontale indique l'intervalle de mesure, celle verticale l'erreur statistique.

L'erreur statistique de C^1 est plus grand que celui de C^0 car, au contraire des traitements de données décrits usuellement dans la littérature [Pelo82], la détermination de l'incertitude aléatoire de la concentration d'ozone n'a pas été arrêtée à l'équation (21) mais elle a été poursuivie jusqu'à la formulation complète donnée par l'équation (57). Comme il sera montré par une simulation du signal lidar (chapitre IV), il est important de procéder ainsi, afin d'obtenir une évaluation correcte de l'erreur statistique de la concentration d'ozone.

La valeur relative des corrections est tracée à la figure 9. Il peut être observé que - au contraire des systèmes DIAL basés sur des cellules Raman (voir section I.3.2) - la correction totale est modérée (entre 10 et 20 %) et les contributions liées au dioxyde d'azote et de soufre sont négligeables. Malgré la faiblesse des corrections, leur application est responsable du succès des intercomparaisons présentées à la section II.3 et du bon accord entre les

déterminations DIAL et les mesures simultanées d'un avion équipé avec des analyseurs ponctuels qui sera montré à la section 4.

Après avoir obtenu C^1 une justification complète de l'algorithme d'inversion de l'équation lidar (I.15) peut être finalement donnée. Le lecteur attentif aura remarqué que, à la rigueur, la concentration d'ozone vraie C devrait prendre la place de C^0 dans la définition (41). En principe il serait possible d'y introduire C^1 et de procéder ainsi de suite à un calcul itératif de la concentration d'ozone. Cet algorithme a été abandonné car, dans les mesures ici présentées, les concentrations corrigées d'ozone sans et avec itération diffèrent typiquement de 1 %.

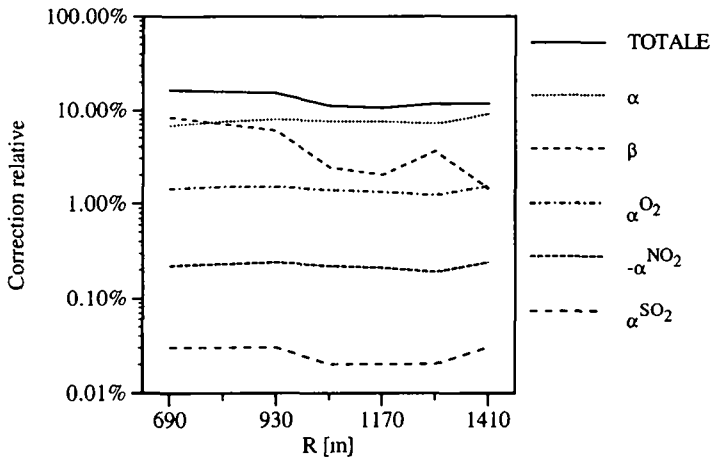


Figure 9: Corrections relatives à la concentration d'ozone. Les symboles dans la légende indiquent la variable qui est à l'origine de la correction respective. Dans ce graphique, contrairement à l'équation (24), α n'inclut pas les effets de O_2 , NO_2 et SO_2 qui sont considérés séparément.

3 - Erreur systématique de la concentration d'ozone

Bien qu'il soit difficile de localiser et quantifier toute source de biais dans la détermination de la concentration d'ozone, une estimation de l'erreur systématique la plus possible soignée sera présenté ici. Au contraire, la déformation des distributions statistiques du signal sera traitée dans la prochaine section, car un algorithme a été développé afin de corriger cet effet.

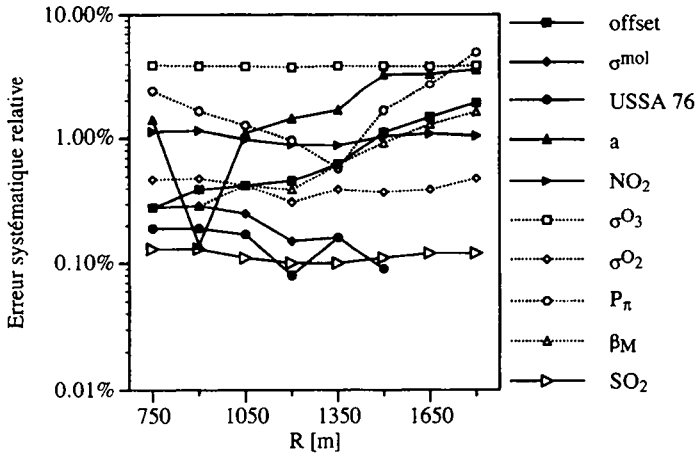


Figure 10: Erreurs systématiques relatives de la concentration d'ozone.

3.1 - Erreur systématique liée à l'offset du signal

Une mauvaise estimation de l'offset peut déjà mener à une aberration dans le résultat final. La détermination ici adoptée, basée sur le signal à la longue distance, pourrait conduire à une surestimation, car quelques photoélectrons générés par la lumière rétrodiffusée ou par l'hystérésis du photomultiplicateur sont mélangés avec ceux dus au bruit solaire. Ce phénomène devrait être plus important pour λ^{OFF} car elle est moins atténuée que λ^{ON} .

Pour contrôler cet effet l'offset a été mesuré d'une autre façon pour quelques fichiers: juste avant leur acquisition les ADC ont été activés pendant que l'émission des faisceaux laser était empêchée. Les deux évaluations diffèrent au maximum de 0.04 % pour λ^{ON} et de 0.2 % pour λ^{OFF} . L'effet d'une surestimation de 1 % de l'offset du signal OFF est présenté à la figure 10.

Selon la discussion de la figure 3, l'importance de ce biais augmente avec la distance, à cause de la diminution de la rétrodiffusion.

3.2 - Erreur systématique liée à la section efficace de l'ozone

Une cause d'erreur importante est la connaissance imparfaite de la section efficace de l'ozone. Les valeurs utilisées dans le présent travail [Moli86] ne varient pas plus que 1 % dans l'intervalle typique de température d'un profil vertical (10 K) et diffèrent de moins que 3 % par rapport à d'autres récentes déterminations [Yosh88, Daum92, Mali95]. La figure 10 illustre l'incidence d'un biais de 4 % dans la section efficace de l'ozone. Comme il pouvait être prédit à partir de l'équation DIAL (1.20), l'impact de cette incertitude sur le profil final est de 4 %.

3.3 - Erreur systématique liée à l'algorithme de correction

Le schéma correctif adopté ici est universellement accepté dans le domaine de la détection DIAL de l'ozone troposphérique [Ance96]. Sa fiabilité a été montré dans plusieurs occasions, en comparant les déterminations du lidar avec celles d'autres instruments [Brow85, Beek94, Kemp94]. Le calcul des corrections du présent travail a été contrôlé:

- par les intercomparaisons présentées à la section II.3 et par le bon accord entre les mesures DIAL et celles simultanées d'un avion équipé avec des analyseurs ponctuels (section 4),
- par une intercomparaison des routines d'analyse [Fior94, Duri96] développées par les membres de la collaboration européenne TESLAS (Tropospheric Environmental Studies by Laser Sounding) [Barb87]. Le profil de concentration d'ozone a été reconstruit par trois différents programmes - de l'EPFL, de MPI (Max-Planck-Institut für Meteorologie, Allemagne) [Böse93a] et de RIVM (Rijksinstituut voor Volksgezondheid en Milieuhygiene, Pays Bas) [Sune94] - à partir d'un fichier acquis par le système DIAL de l'EPFL. La valeur moyenne de l'écart entre les trois déterminations est inférieure à 3 %.

Bien que tous ces arguments fondent la validité de l'algorithme de correction, il en reste à évaluer l'erreur systématique. Les causes possibles de biais peuvent provenir:

- du modèle d'atmosphère (profil de densité de l'air et rapports de mélange des dioxydes d'azote et de soufre),
- des sections efficaces,

- des estimations de la fonction de phase des aérosols P_K , de l'exposant a et de la constante d'intégration β_M .

Un aperçu de la fiabilité du modèle d'atmosphère USSA 76 est donné à la figure 11, où la pression et la température prédites sont comparées avec celles mesurées par un avion muni d'un baromètre et d'un thermomètre [Klem95]. Le biais résultant dans la détermination de la densité de l'air est inférieur à 2.5 %. L'impact d'une erreur égale à cette dernière valeur est affichée à la figure 10.

Bien que les corrections liées aux dioxydes d'azote et de soufre soient négligeables en conditions normales, le cas d'une atmosphère fortement polluée ne peut pas être exclu a priori. Pour simuler cette condition des rapports de mélange 5 fois plus grands que ceux adoptés pour le calcul des corrections ont été retenus. La contribution des dioxydes d'azote et de soufre à l'erreur systématique de la concentration d'ozone (figure 10) demeure néanmoins légère et, respectivement, négligeable même avec ces concentrations très élevées (l'analyseur ponctuel intégré dans la remorque de l'EPFL a mesuré fort rarement des dépassements très brefs par rapport à ces valeurs dans le cas du NO_2).

Étant donné que les dioxydes d'azote et de soufre sont peu importants, l'investigation sur la connaissance des sections efficaces sera limitée à celles de Rayleigh et de l'oxygène. Dans le

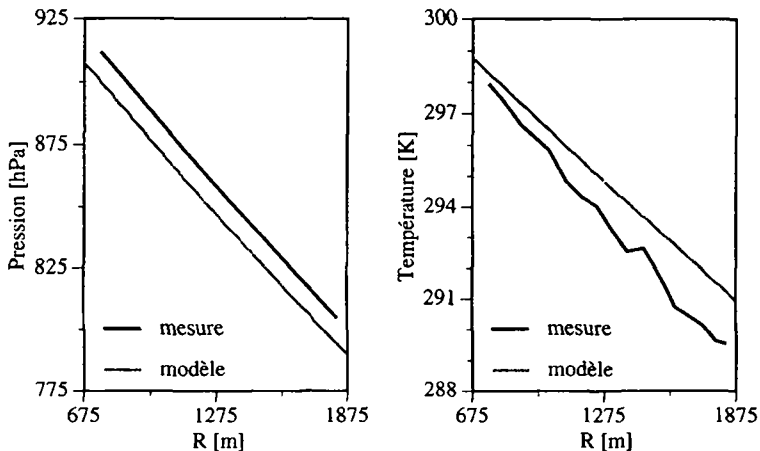


Figure 11: a) Pression mesurée (ligne noire) et calculée avec le modèle d'atmosphère USSA 76 (ligne grise).
b) Température mesurée (ligne noire) et calculée avec le modèle d'atmosphère USSA 76 (ligne grise).

premier cas l'incertitude est sûrement inférieure à 4 % [Teil90]. Au contraire, la section efficace de l'oxygène n'a pas été encore mesurée aux longueurs d'onde utilisées ici et les calculs théoriques ne mènent pas à des résultats définitifs. La différence entre deux valeurs obtenues par le même auteur [Cann84, Cann94] est de 25 % et sera retenue comme leur inexactitude. Les répercussions sur la concentration d'ozone des indéterminations susmentionnées sont tracées à la figure 10.

Afin d'estimer l'impact de l'imparfaite connaissance de P_π , la différence entre les concentrations d'ozone obtenue pour $P_\pi = 0.01 \text{ sr}^{-1}$ et $P_\pi = 0.05 \text{ sr}^{-1}$ a été calculée (figure 10). La même procédure a été suivie pour α et β_M , qui ont été variés dans les intervalles $0 - 2$ et $\beta_{\text{mol,OFF}}(R_M) - 3\beta_{\text{mol,OFF}}(R_M)$, respectivement (figure 10). Les deux valeurs limites pour P_π , α et β_M ont été choisies parce que délimitent toute la plage de variation possible de la variable respective [Brow85, Papa90, Kemp94]. Il n'est pas surprenant que les contributions plus importantes à l'erreur systématique due aux corrections proviennent de ces trois paramètres, car ce sont ceux qui influencent le plus le calcul des coefficients d'extinction et de rétrodiffusion.

3.4 - Biais lié à la superposition entre émission et détection

La concentration d'ozone a été reconstruite à partir de 690 m, car le recouvrement des cônes d'émission et de détection n'est pas accompli avant cette distance (figure 4). La détermination précise de cette limite inférieure est difficile, parce que l'entrée du faisceau laser dans le champ de vision du télescope est graduelle et légèrement différente pour les deux longueurs d'onde. De plus, la géométrie réelle de l'émission et de la détection s'écarte considérablement d'un cône idéal (effets de bord). Afin d'étudier ce phénomène complexe, un modèle phénoménologique du signal lidar a été développé.

Premièrement, la détection et l'émission ont été décrites par deux troncs de cône, c_D et c_E , respectivement, délimités par deux plans perpendiculaires à l'orientation du télescope: π_0 correspond au système DIAL, π à la couche rétrodiffusante (figure 12). Grâce à l'alignement convenable des éléments optiques, les axes de c_D et c_E (a_D et a_E , dans l'ordre) sont coplanaires. F_0 , F et ϕ sont, respectivement, la distance entre a_D et a_E mesurée dans π_0 , π et leur inclinaison relative. Les intersections de c_D avec π_0 et π sont des cercles de rayon D_0 et D , dans l'ordre. Grâce à la petitesse de ϕ , cette conclusion peut être étendue à c_E . Les rayons correspondants ont été indiqués par E_0 et E . Finalement, δ et ϵ représentent les divergences de c_D et c_E , respectivement.

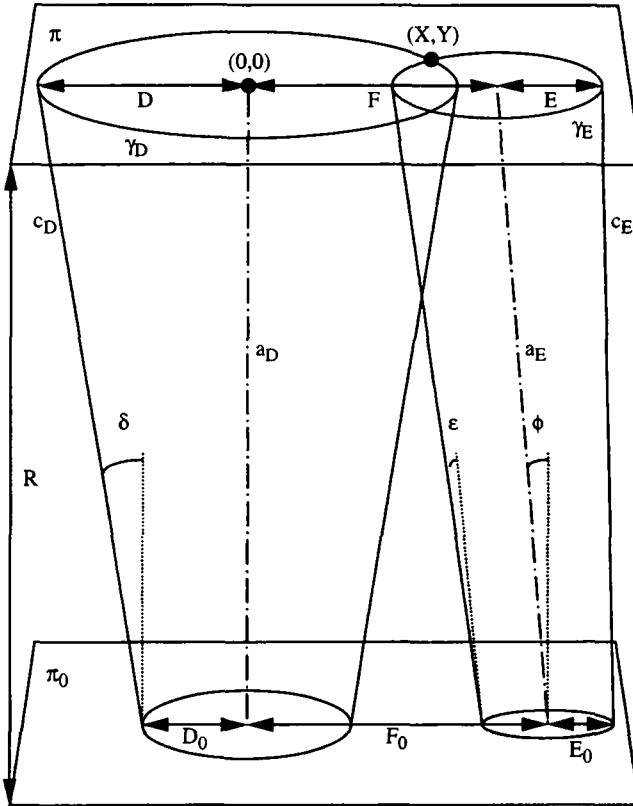


Figure 12: Géométrie de la superposition entre les cônes d'émission (c_E) et de détection (c_D).

Le système DIAL est réglé de manière que:

$$\delta > \epsilon - \phi \quad (61)$$

$$\delta > \epsilon + \phi \quad (62)$$

$$\phi \gg \epsilon \quad (63)$$

Ces trois inégalités assurent, dans l'ordre:

- que le faisceau entre complètement dans le champ de vision,
- que le faisceau ne sorte pas du champ de vision,

- que l'entrée soit nette.

Étant donné que les angles δ , ε , et ϕ sont inférieurs ou égaux à 1 mrad, les relations suivantes sont valables:

$$D = D_0 + R \delta \quad (64)$$

$$E = E_0 + R \varepsilon \quad (65)$$

$$F = F_0 - R \phi \quad (66)$$

L'intersection de c_D et c_E avec π définit les deux circonférences γ_D et γ_E , respectivement. Après avoir fixé comme origine le centre de γ_D et comme axe des abscisses la droite qui relie les centres de γ_D et γ_E , les coordonnées du point en commun entre γ_D et γ_E ayant ordonnée positive peuvent être calculées comme suit:

$$X = \frac{D^2 - E^2 + F^2}{2 F} \quad (67)$$

$$Y = \sqrt{D^2 - X^2} \quad (68)$$

Dans notre cas, où D est plus grand que E , la surface comprise entre γ_D et γ_E peut être déterminée par les relations suivantes:

$$S = 0 \quad \text{pour } F \geq D + E \quad (69)$$

$$S = S(X) \quad \text{pour } D - E < F < D + E \quad (70)$$

$$S = \pi E^2 \quad \text{pour } F \leq D - E \quad (71)$$

où:

$$S(X) = \arctan\left(\frac{Y}{X}\right) D^2 - X Y + \arctan\left(\frac{Y}{F-X}\right) E^2 - (F-X) Y \quad \text{pour } X < F \quad (72)$$

$$S(X) = \frac{\pi E^2}{2} + \arctan\left(\frac{Y}{X}\right) D^2 - X Y \quad \text{pour } X = F \quad (73)$$

$$S(X) = \pi E^2 + \arctan\left(\frac{Y}{X}\right) D^2 - X Y + \arctan\left(\frac{Y}{F-X}\right) E^2 - (F-X) Y \quad \text{pour } X > F \quad (74)$$

Finalement, la superposition entre émission et détection peut être écrite comme suit:

$$\xi_G = \frac{S}{\pi E^2} \quad (75)$$

Les égalités (64) - (75) définissent le recouvrement géométrique ξ_G comme une fonction continue de R . Sa valeur est 1 lorsque le faisceau est entré complètement dans le champ de vision.

Jusqu'à maintenant, la superposition entre émission et détection a été calculée à partir des seules considérations géométriques. En réalité, il faudrait tenir compte des effets de bord: l'énergie du faisceau laser, par exemple, est maximale dans l'axe et décroît vers les marges suivant approximativement la loi de Gauss. La détermination exacte du recouvrement demanderait de résoudre l'intégrale d'une fonction gaussienne en deux dimensions, ayant paramètres et domaine d'intégration variables avec R . De plus, le vignetage du télescope rend le problème encore plus compliqué. Afin d'éviter un calcul long et peu fiable, à cause des inévitables approximations, il a été préféré de construire un modèle phénoménologique du signal lidar.

Tout d'abord la fonction de recouvrement ξ est obtenue en multipliant ξ_G par l'intégrale d'une gaussienne:

$$\xi(R) = \xi_G \int_{-\infty}^R \frac{\psi}{\sqrt{\pi}} \exp\left[-\psi^2(R' - R_{1/2})^2\right] dR' \quad (76)$$

dont les paramètres ψ et $R_{1/2}$ doivent être estimés. L'intégrale dans le membre de droite de la relation (76) vaut 1/2 pour $R = R_{1/2}$.

Ensuite, le signal lidar est simulé à partir d'une forme de l'équation lidar (I.15) où tous les termes indépendants de R ont été regroupés dans la constante K :

$$p(R) = \frac{K}{R^2} \xi(R) \beta(R) \exp\left\{-2 \int_0^R [\alpha(R') + \sigma C(R')] dR'\right\} \quad (77)$$

C et $\alpha^{\text{aer.OFF}}$ sont fixés à 1.25×10^{12} molécule cm^{-3} et $3 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$, respectivement, qui sont les valeurs moyennes mesurées. Les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion sont calculés à partir de $\alpha^{\text{aer.OFF}}$ par la procédure décrite à la section 2. K est ajusté de manière que les valeurs moyennes des signaux entre 1050 et 1200 m soient égales pour la mesure et la simulation, car ξ vaut 1 à cette distance.

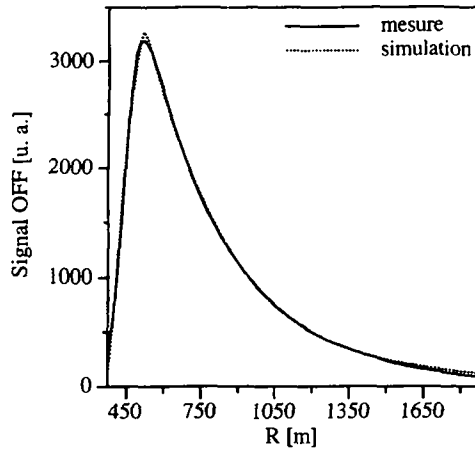


Figure 13: Valeur moyenne du signal mesurée (ligne continue) et calculée à partir de la simulation de la superposition entre émission et détection (ligne pointillées).

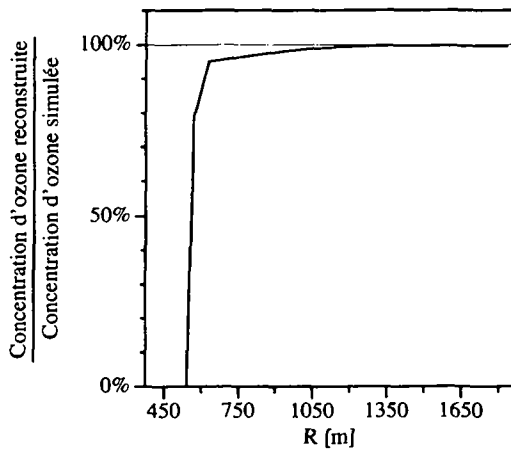


Figure 14: Biais dans la concentration d'ozone lié à la superposition entre émission et détection calculé à partir de la simulation.

Pour ce qui concerne les paramètres de la fonction de recouvrement, $R_{1/2}$ a été déterminée par la distance à laquelle le signal atteint la moitié de sa valeur maximale dans la croissance correspondante à l'entrée du faisceau dans le champ de vision, D_0 , F_0 et δ sont connus (0.6 m, 0.43 m et 1 mrad, respectivement, par construction), E_0 , ϵ , ϕ et ψ ont été laissés libres. Ces derniers ont été calculés en minimisant la somme des carrés des différences entre signal mesuré et simulé. La figure 13 montre le bon accord entre réalité et modèle.

Finalement, l'effet de la fonction de recouvrement sur le profil d'ozone peut être déterminé à partir de la différence entre la concentration introduite dans le modèle et celle reconstruite par le traitement de données appliqué aux signaux simulés (figure 14). Le désaccord est inférieur à 5 % à partir de 630 m.

Les profils mesurés montrent toujours une montée très rapide, similaire à celle de la figure 14. Bien que la simulation ici présentée puisse fournir une idée assez précise de la valeur du biais lié à la superposition entre émission et détection, la distance à laquelle l'augmentation de la concentration a lieu dépend de l'alignement de l'optique et donc du moindre mouvement des vis micrométriques de positionnement. À cause de cela et de la complexité du calcul, la correction de chaque profil n'est pas réalisable en pratique. Il a plutôt été préféré d'utiliser le modèle pour estimer l'erreur systématique maximale liée à la superposition entre émission et détection (5 % après la montée très rapide de la concentration d'ozone).

3.5 - Exclusion d'un effet de la vapeur d'eau

Un groupe d'expérimentateur a affirmé avoir découvert une intense bande d'absorption de la vapeur d'eau dans l'intervalle en longueur d'onde utilisé pour la mesure de l'ozone [Klim89, Karm90]. Ces résultats, qui d'ailleurs semblent être préliminaires et en contradiction entre eux, n'ont été confirmés par aucun autre auteur.

Néanmoins, l'absorption de la vapeur d'eau mérite une discussion, car elle impliquerait une correction importante de la concentration d'ozone (jusqu'à 40 % pour le profil à la figure 8, avec le rapport de mélange de la vapeur d'eau du modèle USSA 76).

Pour éliminer tous les doutes sur l'opportunité de considérer ces résultats, le calcul de la concentration d'ozone a été répété pour l'intercomparaison entre DIAL et analyseurs au sol présentée dans la section II.3.2, en tenant compte de l'absorption présumée de la vapeur d'eau à partir de la mesure simultanée de l'humidité relative. L'évident désaccord entre les déterminations DIAL et les valeurs des analyseurs (figure 15) indique que la correction de la concentration d'ozone due à la vapeur d'eau n'est pas justifiée.

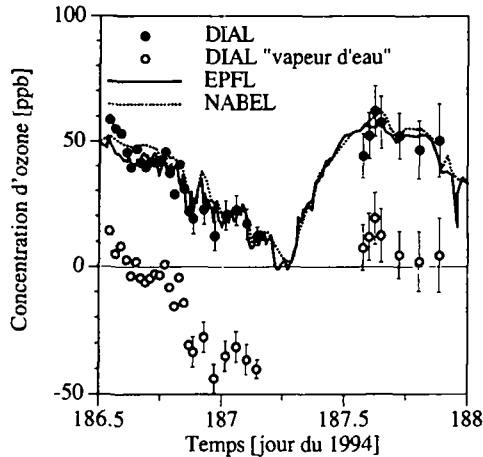


Figure 15: Intercomparaison entre les mesures au sol d'ozone effectuées par deux analyseurs ponctuels (EPFL, NABEL) et par le système DIAL dirigé horizontalement sans (points) et avec (cercles) la correction pour l'absorption présumée par la vapeur d'eau. Le temps est exprimé en jour de 1994: 187.5, par exemple, correspond à midi (heure solaire) du 187^{ème} jour de 1994. La barre verticale indique l'erreur statistique.

3.6 - Conclusion

À part la mesure à la courte distance - où le biais lié à la superposition entre émission et détection est important - l'erreur systématique de la concentration d'ozone est dominé par la connaissance imparfaite de la section efficace de l'ozone et par l'incertitude dans l'estimation des paramètres P_{λ} et a de l'algorithme correctif.

De toute façon, la valeur de 10 % peut être retenue comme limite supérieure pour l'erreur systématique totale, en raison de la prudence qui a poussé plutôt à la surestimation des contributions individuelles au biais. Cette conclusion est renforcée par les deux intercomparaisons présentées à la section II.3 et par le bon accord entre les déterminations DIAL et les mesures d'un avion montré ici de suite.

4 - Correction de la déformation des distributions

Jusqu'à maintenant, seulement une partie de l'information donnée par la méthodologie coup par coup a été exploitée. En correspondance de chaque canal de l'ADC, la moyenne arithmétique et l'écart quadratique moyen des comptages ont été regardés comme les meilleurs estimateurs, dans l'ordre, de l'espérance - ou valeur moyenne - et de la déviation standard (moment premier et racine du moment deuxième autour de l'espérance de la densité de probabilité du signal, respectivement), ce qui dérive de l'hypothèse que leur histogramme est en accord avec une fonction gaussienne. En réalité, la distribution expérimentale présente une asymétrie grandissante au fur et à la mesure que le signal faiblit. La figure 16 montre trois exemples de comparaison entre la densité de probabilité mesurée et la fonction gaussienne ayant pour paramètres la moyenne arithmétique et l'écart quadratique moyen: l'application en aveugle des ces estimateurs peut mener à une surévaluation de la valeur moyenne et de la déviation standard. Cet effet se manifeste plus rapidement pour le signal ON à cause de sa prompte diminution, ce qui entraîne une sous-estimation de la concentration d'ozone aux longues distances, car un rehaussement artificiel de la rétrodiffusion ON simule une absorption plus petite. Pour cette raison, une procédure sera développée ici afin d'évaluer correctement la valeur moyenne et la déviation standard. Une anticipation des résultats de cet algorithme correctif est donnée à la figure 17a, qui montre le rapport entre les signaux évalués par les deux techniques (classique et nouvelle, respectivement) en fonction de la distance. Comme attendu la correction augmente avec R et est plus importante pour la longueur d'onde ON.

Une autre manière d'observer l'évolution de la déformation des histogrammes peut être effectuée par la détermination de leur "skewness", paramètre sans dimensions défini par la suivante relation [Pres94]:

$$S = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (p - \bar{p})^3 \mathcal{F}(p) dp}{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} (p - \bar{p})^2 \mathcal{F}(p) dp \right]^{3/2}} \quad (78)$$

Les intégrales au numérateur et au dénominateur sont, dans l'ordre, les moments troisième et deuxième, autour de l'espérance, de \mathcal{F} , fonction de distribution du signal. La "skewness" caractérise la forme de la densité de probabilité: sa valeur est nulle, inférieure ou supérieure à 0 si, respectivement, elle est symétrique, déformée vers les valeurs négatives ou positives. La

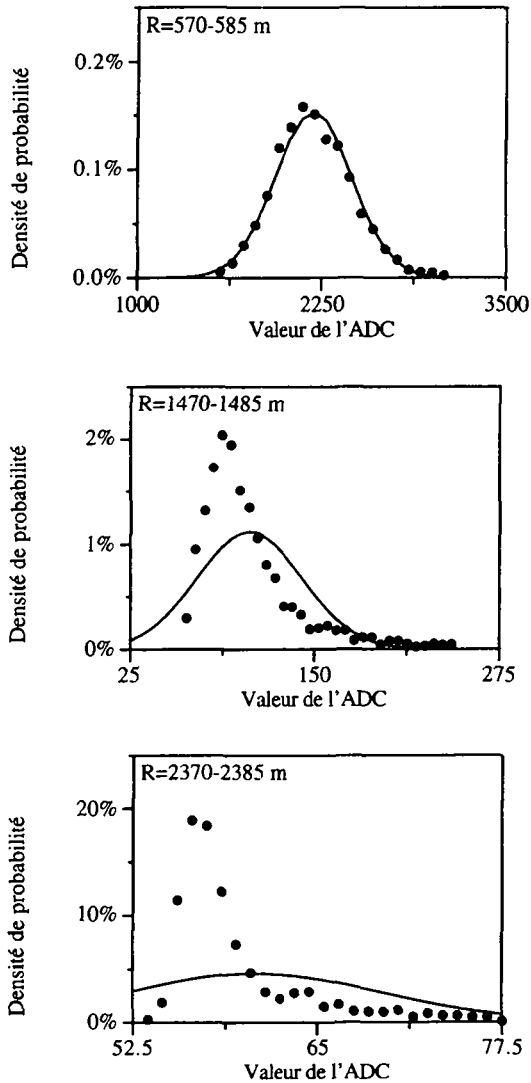


Figure 16: Déformation des distributions expérimentales du signal ON en fonction de la distance. La densité de probabilité mesurée (points) est comparée avec la fonction gaussienne ayant pour paramètres la moyenne arithmétique et l'écart quadratique moyen (ligne).

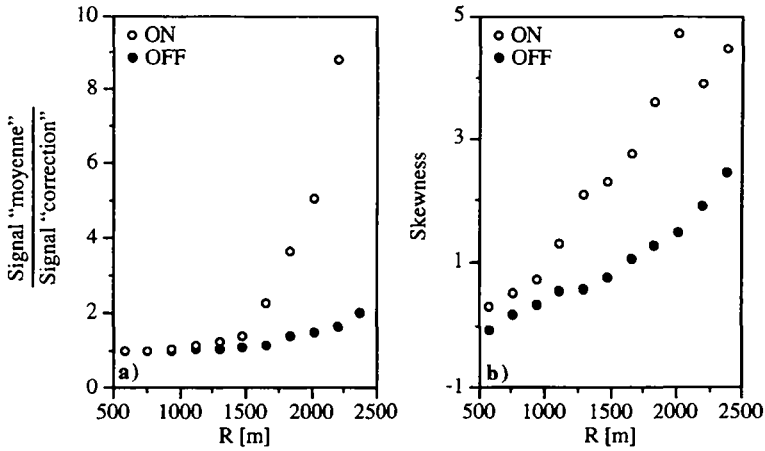


Figure 17: a) Rapport entre les valeurs moyennes du signal calculées d'après la méthode usuelle ("moyenne") et selon l'algorithme correctif ("correction") en fonction de la distance (la valeur a été affichée pour un canal de l'ADC chaque 12). b) "Skewness" des distributions expérimentales du signal en fonction de la distance (la valeur a été affichée pour un canal de l'ADC chaque 12).

figure 17b montre que le paramètre S augmente avec la distance et est plus importante pour la longueur d'onde ON.

D'autres auteurs ont constaté une augmentation artificielle de la rétrodiffusion [Pett75, Iiku87, Beek94] et l'ont attribuée au "signal induced bias" (SIB), un bruit électronique du photomultiplicateur induit par le signal lui-même. Ce phénomène est très répandu [Grun91] mais encore mal connu à cause de sa variabilité d'un photomultiplicateur à l'autre, bien que dans la littérature quelque mécanisme ait été proposé pour l'expliquer [Cand85]. Usuellement, pour tenir compte du SIB, le bruit de fond est modélisé par une fonction décroissante extrapolée à partir de la région à longue distance, où le signal est négligeable par rapport au bruit [Ance93, Beek94, Sune94]. Au contraire, l'algorithme correctif ici développé, en exploitant l'information sur les distributions obtenue par la méthodologie coup par coup, permet de déterminer la correction au point même où elle doit être appliquée. De plus, la décroissance du bruit de fond n'a pas été observée dans l'échantillon de données ici présenté.

4.1 - Algorithme correctif

L'algorithme correctif est appelé à donner une détermination robuste - dans le sens statistique du terme [Pres94] - de la valeur moyenne et de la déviation standard du signal à partir des distributions déformées. Dans la région où le signal domine sur le bruit, la densité de probabilité mesurée est en bon accord avec une fonction gaussienne. À la longue distance, l'apparition dans les distributions expérimentales de la queue vers les grandes valeurs de l'ADC peut être observée.

En s'appuyant sur ce constat, la procédure suivante est suggérée:

- les comptages sont additionnés pour quelques canaux adjacents de l'ADC, afin d'augmenter la statistique et donc d'améliorer la forme de l'histogramme,
- les points de la queue sont écartés (à partir du point à la droite du maximum ayant densité de probabilité inférieure à la moitié du maximum),
- la valeur moyenne et la déviation standard du signal sont déterminées à partir d'une régression gaussienne.

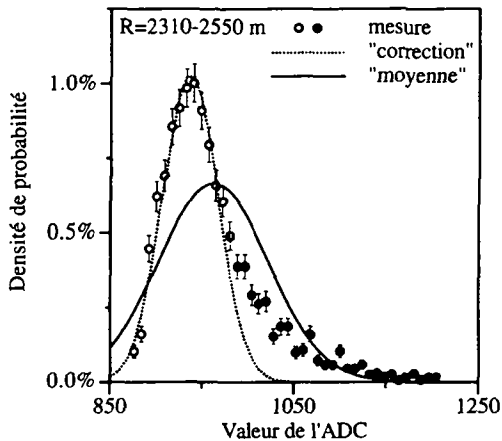


Figure 18: La fonction gaussienne déterminée par l'algorithme correctif (ligne pointillée) s'adapte mieux à la distribution expérimentale du signal ON (cercles et points) que la fonction gaussienne ayant pour paramètres la moyenne arithmétique et l'écart quadratique moyen (ligne continue). Les cercles et les points correspondent, respectivement, aux mesures acceptées et écartées. La barre verticale indique l'erreur statistique.

Comme il peut être observé à la figure 18, la régression susmentionnée s'adapte mieux à l'histogramme que la fonction gaussienne ayant pour paramètres la moyenne arithmétique et l'écart quadratique moyen. Bien que ce constat justifie pour la coupure des points la valeur égale à la moitié du maximum, la sensibilité du résultat final à ce choix a été étudiée. Pour cela la concentration d'ozone a été calculée en écartant les points en dessous de $2/3$ et de $1/3$ du maximum. Dans les deux cas, la différence avec le profil reconstruit avec la coupure ici adoptée oscille autour de zéro, est inférieure à l'erreur statistique et vaut 3 % en moyenne.

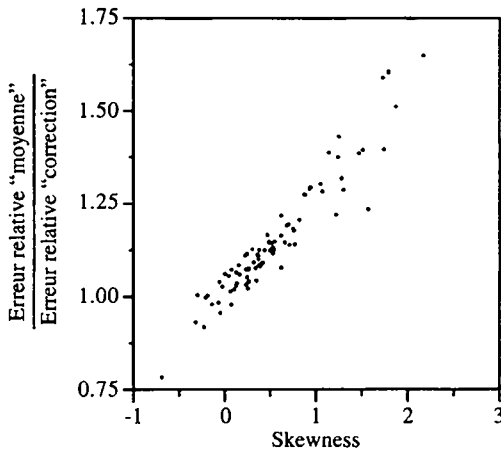


Figure 19: Rapport entre les erreurs relatives du signal calculées d'après la méthode usuelle ("moyenne") et selon l'algorithme correctif ("correction") en fonction de la "skewness" pour les fichiers 9 du 8, 2 du 12 et 4 du 13 septembre 94.

Une étape ultérieure dans la correction des résultats serait de fournir, à partir de l'application de l'algorithme correctif à quelques fichiers, une relation qui permette de corriger le signal et son erreur sans devoir calculer la régression pour chaque distribution expérimentale. Malheureusement, les nombreuses tentatives de relier la correction à la distance ou à un des paramètres caractérisants les histogrammes ont échoué. Il est vrai qu'une dépendance évidente a été observée entre la correction et la "skewness", mais la loi ainsi construite par régression n'a pas donné de résultats totalement satisfaisants, car la dispersion des points expérimentaux est trop importante. Néanmoins, le graphique du rapport entre les erreurs

relatives calculées comme d'habitude et avec l'algorithme correctif a été dessiné en fonction du paramètre S à la figure 19 pour un échantillon de 3 fichiers (le 9 du 8, le 2 du 12 et le 4 du 13 septembre 94). Les quelques points avec "skewness" négative sont dus à des distributions expérimentales qui présentent une légère réduction de la densité de probabilité pour les grandes valeurs de l'ADC. Cette déformation en sens inverse est également compensée par l'algorithme correctif. Elle est interprétée comme l'effet de la linéarité imparfaite du photomultiplicateur, car elle apparaît pour des signaux très intenses. Encore une fois la méthodologie coup par coup offre les moyens pour diagnostiquer et traiter la pathologie - autrement invisible - du signal lidar. De plus, la figure 19 est une illustration de la réduction de l'erreur statistique obtenue par l'application de l'algorithme correctif.

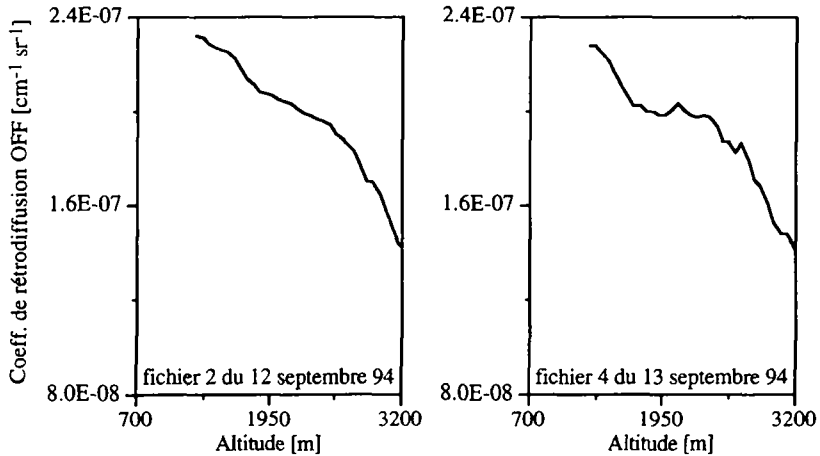


Figure 20: Coefficient de rétrodiffusion pour la longueur d'onde OFF.

4.2 - Vérification de l'algorithme correctif

Les résultats encourageants de l'algorithme correctif pour ce qui concerne le signal et son erreur doivent maintenant être confirmés au niveau de la concentration d'ozone, notamment à la longue distance où l'effet de la déformation des distributions est plus important. Pour étendre cette vérification aux deux couples de longueurs d'onde utilisés, le fichier 2 du 12 ($\lambda_{\text{ON}} = 277.7$ nm, $\lambda_{\text{OFF}} = 289.5$ nm) et le fichier 4 du 13 septembre 94 ($\lambda_{\text{ON}} = 272.2$ nm, $\lambda_{\text{OFF}} = 291.65$ nm) ont été retenus, car dans les deux cas l'optique avait été réglée pour

mesurer à longue distance. En outre, la couche limite planétaire était caractérisée par un bon mélange comme il est témoigné par la figure 20 qui montre la décroissance assez régulière du coefficient de rétrodiffusion (en commençant par ce graphique les profils sont donnés en fonction de l'altitude au-dessus du niveau de la mer, ce qui permet leur comparaison avec d'autres mesures en sachant que l'altitude du système DIAL était de 288 m).

Les données ont été récoltées dans le bassin athénien à la fin de l'été (voir la prochaine section). Usuellement en ce lieu et dans cette période, selon les déterminations du lidar et celles d'un avion avec des analyseurs ponctuels [Klem95], les conditions atmosphériques susmentionnées sont caractérisées par une concentration d'ozone "de fond", assez constante et de l'ordre de 50 - 60 ppb. Dans le cas du fichier 2 du 12 septembre 94 cette affirmation est confirmée par un profil contemporain de l'avion mesuré à environ 15 km du système lidar.

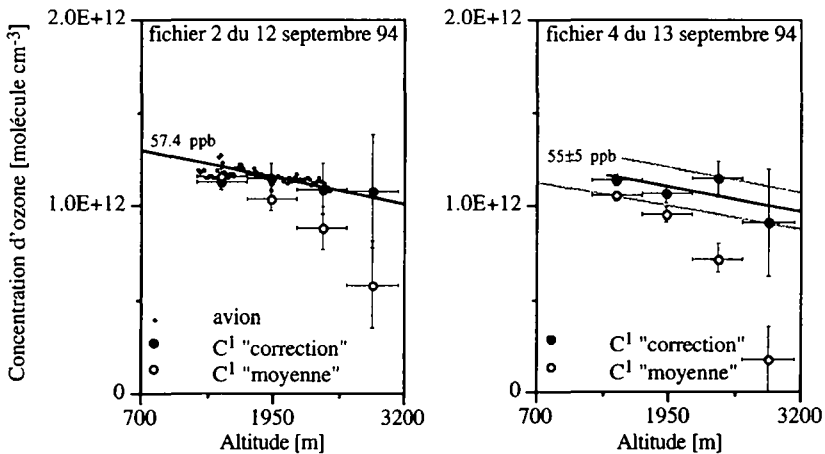


Figure 21: Concentration d'ozone mesurée d'après la méthode usuelle ("moyenne") et selon l'algorithme correctif ("correction"). Dans le cas du fichier 2 du 12 septembre 94 le profil contemporain de l'avion et la ligne correspondante à sa valeur moyenne ont été tracés. Pour le fichier 4 du 13 septembre 94 seulement la valeur "de fond" a été dessinée. La barre horizontale indique l'intervalle de mesure, celle verticale l'erreur statistique.

La figure 21 montre le bon accord entre la concentration d'ozone attendue et celle issue de l'algorithme correctif, tandis que les mesures non corrigées présentent la décroissance

artificielle prévue à la longue distance (une résolution spatiale large a été choisie pour réduire l'erreur statistique). Ce dernier comportement, couplé à la surestimation de la largeur des distributions, augmente artificiellement l'erreur relative comme il peut être observé à la figure 22. La légère inversion de tendance à la courte distance est expliquée par le fait que, dans cet intervalle, la nouvelle procédure fournit une erreur statistique relative du signal légèrement supérieure car la valeur moyenne est un peu plus petite et la déviation standard presque identique. Il n'est pas surprenant que les effets de la déformation des distributions, montrés aux figures 21 et 22, soient plus importants lorsque λ^{ON} est plus absorbée (13 septembre 94).

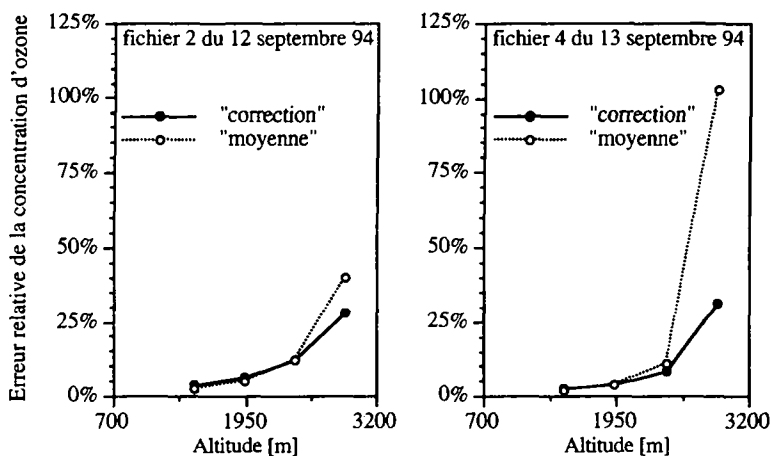


Figure 22: Erreur relative de la concentration d'ozone calculée d'après la méthode usuelle ("moyenne") et selon l'algorithme correctif ("correction").

4.3 - Application de l'algorithme correctif

La nouvelle méthode de détermination du signal et de son erreur peut maintenant être appliquée à des conditions atmosphériques moins régulières. Considérons, par exemple, à la figure 6 le coefficient d'extinction de l'échantillon usuel (fichier 8 du 9 septembre 94).

Bien que la première partie de la montée (jusqu'à 1000 m) soit liée à l'accomplissement du recouvrement entre émission et détection, le sommet à 1400 m de distance - c'est-à-dire à

1700 m d'altitude - témoigne d'une couche où les aérosols ont été capturés. En accord avec ce schéma interprétatif, l'algorithme correctif mesure (figure 23a):

- une accumulation significative d'ozone entre 1400 et 1750 m d'altitude,
- la concentration "de fond" au-delà de 1750 m d'altitude.

La méthode usuelle, par contre, ne permet pas d'observer ce phénomène avec la même évidence. Malheureusement, l'avion n'a pas déterminé de profil pendant le fonctionnement du lidar. Néanmoins, il a effectué des mesures similaires: la figure 23b, par exemple, montre une forte concentration d'ozone entre 1500 et 1800 m.

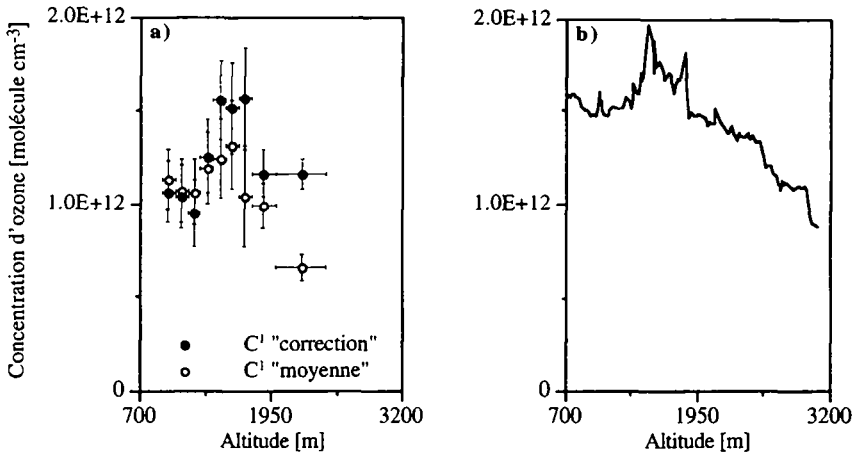


Figure 23: a) Concentration d'ozone mesurée d'après la méthode usuelle ("moyenne") et selon l'algorithme correctif ("correction"). La barre horizontale indique l'intervalle de mesure, celle verticale l'erreur statistique.
b) Concentration d'ozone mesurée par l'avion le 10 septembre 94 entre 12:47 et 12:58 (heure locale).

5 - Exemple d'application: la campagne MEDCAPHOT

Comme il a été remarqué dans le chapitre introductif, la pollution photochimique est un problème grave pour plusieurs grandes villes. La situation est particulièrement critique dans le bassin athénien à cause de sa conformation orographique qui facilite la stagnation des masses d'air [Mous95].

Pour cette raison, l'Union Européenne a soutenu la campagne MEDCAPHOT - TRACE (Mediterranean Campaign of Photochemical Tracers - Transport and Chemical Evolution) [Ziom93] qui a eu lieu à Athènes pendant l'été 94. Le but de ce projet de recherche était d'étudier le développement de la pollution photochimique avec des modèles validés par des mesures. Parmi les nombreux groupes théoriques et expérimentaux appelés à participer à ce programme, le Laboratoire de la Pollution de l'Air et du Sol de l'EPFL a été invité à modéliser l'évolution des polluants [Müll96] et à mesurer par lidar des profils de la concentration d'ozone [Fior96].

Un échantillon des données récoltées est montré aux figures 24 et 25 avec résolution spatio-temporelle de $60 \text{ m} \times 1 \text{ h}$, bien que chaque acquisition aie duré typiquement 100 s (5000 coups laser au taux de répétition d'environ 50 Hz). Les profils du 11 septembre 94 ont été mesurés avec un angle entre la verticale et la direction des faisceaux $\theta = 50^\circ$ tandis que ceux du 12, 13 et 14 ont été obtenus en combinant les déterminations avec $\theta = 0$ et 60° . Lorsque deux profils sont adjacents, la quantité mesurée a été interpolée entre eux pour pouvoir tracer une carte en courbes de niveau. Autrement, une simple échelle de couleurs à droite des points expérimentaux en indique la valeur. Le lidar avait été incliné soit pour démontrer la faisabilité d'une mesure simultanée par DIAL d'un polluant et du vent (voir chapitre V), soit pour s'affranchir partiellement des limitations dues au recouvrement entre émission et détection, en fournissant ainsi aux modélisateurs de l'atmosphère des mesures de la concentration d'ozone à partir de l'altitude la plus basse possible. Le fait que le profil ne corresponde pas à un point au sol ne gênait pas trop, vu la résolution horizontale de 2 km par 2 km des modèles utilisés.

Le 11, 12 et 13 septembre 94 la concentration d'ozone et le coefficient de rétrodiffusion demeurent pratiquement constants, à cause de la localisation du lidar dans la banlieue à nord-est de Athènes (figure 26) où des vents constants de nord-est amenaient des masses d'air de la mer Égée, caractérisées par une charge en ozone et en aérosols "de fond".

Le scénario change entre 12:30 et 14:30 du 14 septembre 94, lorsque la brise de mer provenant de sud-ouest domine, en transportant ainsi une grande quantité de polluants sur le site du système DIAL. Cette interprétation est confirmée par les analyseurs ponctuels au sol

intégrés dans la remorque (figure 27). L'augmentation du niveau d'ozone et d'aérosols explique la réduction de l'intervalle de mesure. Cet effet a été partiellement compensé à 12:30 en retardant l'entrée du faisceau laser dans le champ de vision du télescope, ce qui permet de mesurer à plus longue distance.

Un exemple d'intercomparaison entre les profils mesurés et simulés est donné à la figure 28 pour trois conditions de bord appliquées au modèle [Müll96], dans le cas de l'épisode de pollution photochimique du 14 septembre 94. Ces graphiques montrent une bonne adaptation entre les déterminations expérimentales et les calculs numériques. L'étude des sources du désaccord résiduel a été entreprise par les modélisateurs.

Les mesures de la concentration d'ozone et du coefficient de rétrodiffusion fournies par le système DIAL de l'EPFL ont été utilisées aussi pour étudier l'effet des aérosols sur le spectre ultraviolet solaire au sol [Papa95].

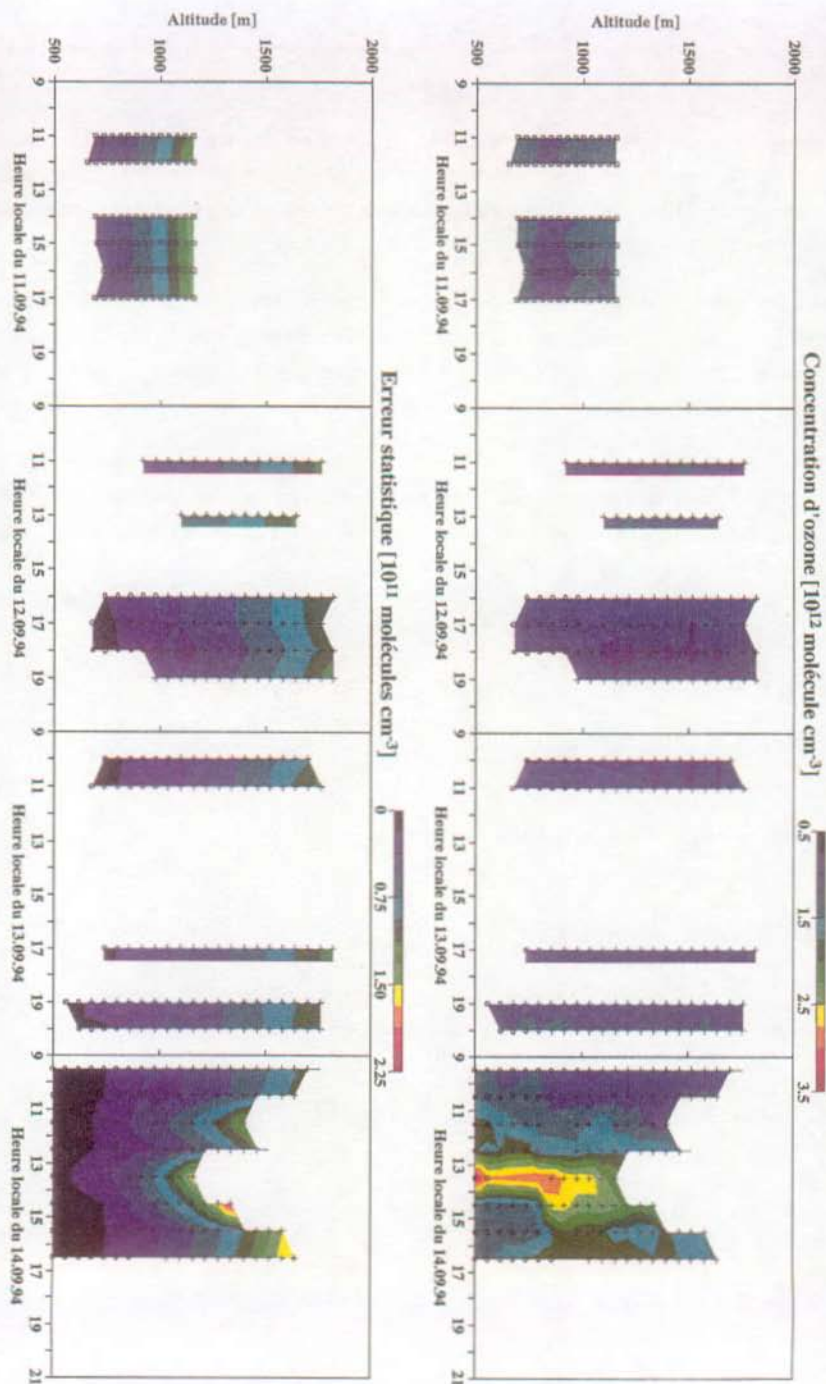


Figure 24: Exemples des profils de la concentration d'ozone et de son erreur statistique mesurés pendant la campagne MEDCAPHOT-TRACE.

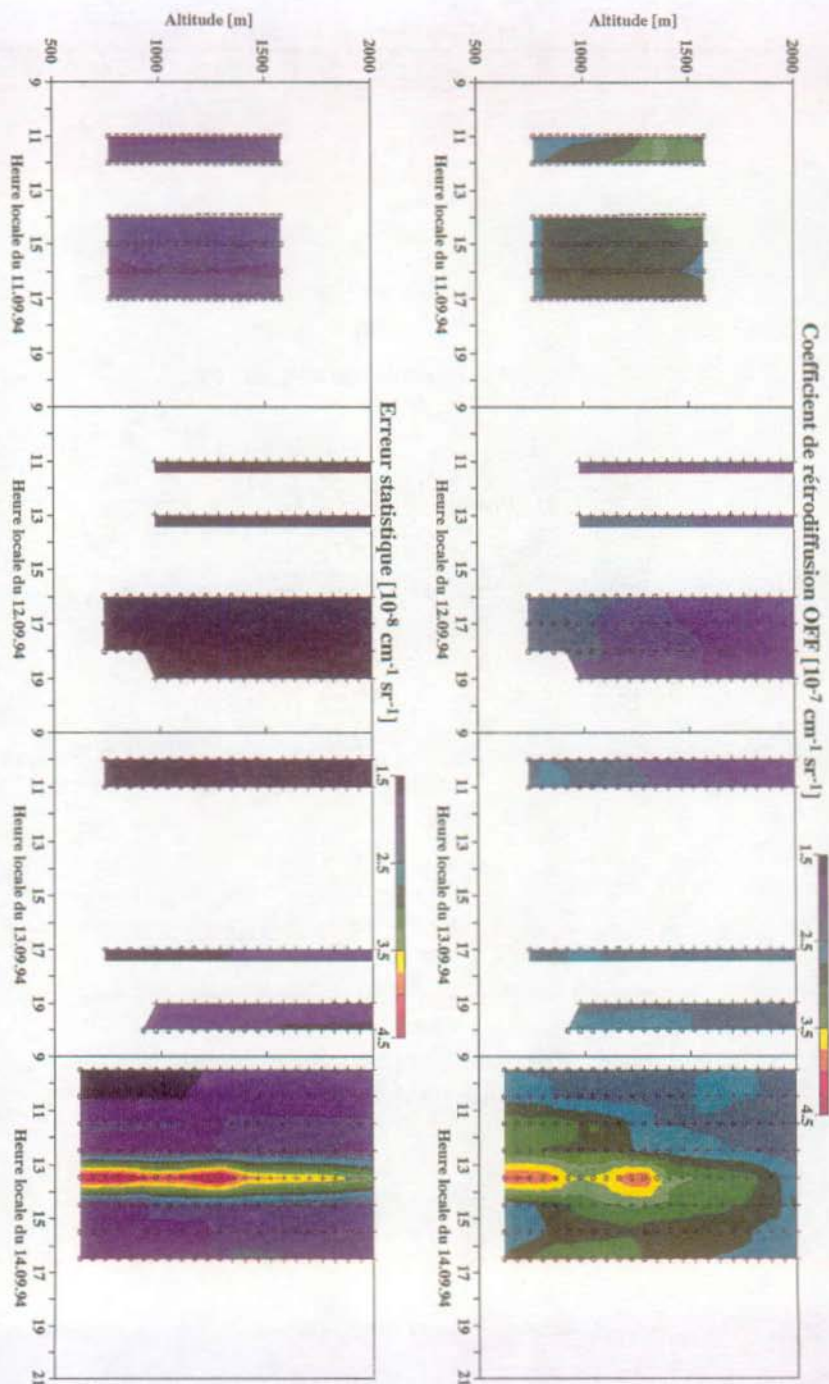


Figure 25: Exemples des profils du coefficient de rétrodiffusion OFF et de son erreur statistique mesurés pendant la campagne MEDCAPHOT-TRACE.

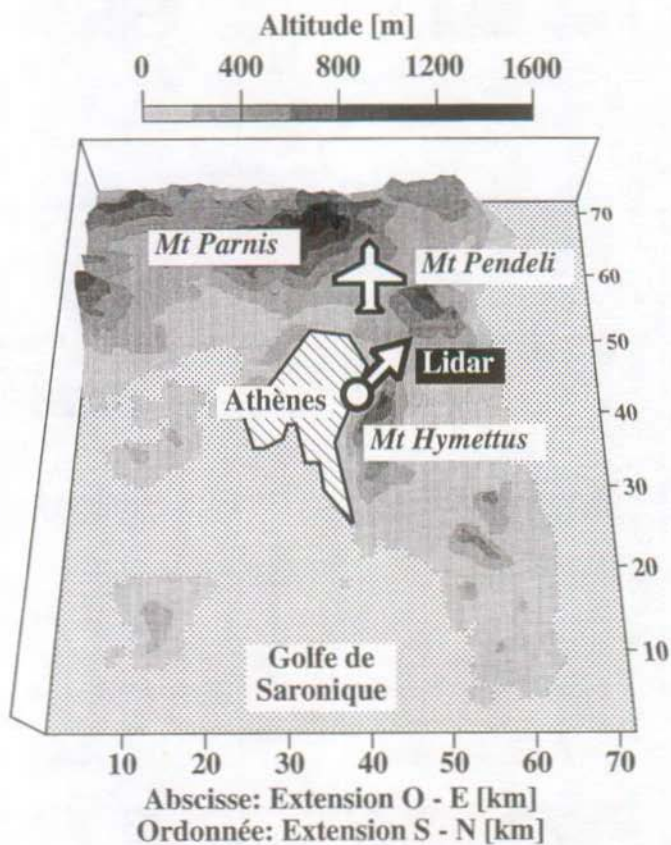


Figure 26: Localisation du lidar de l'EPFL et de l'aéroport où l'avion était basé. La flèche indique la direction des profils non verticaux.

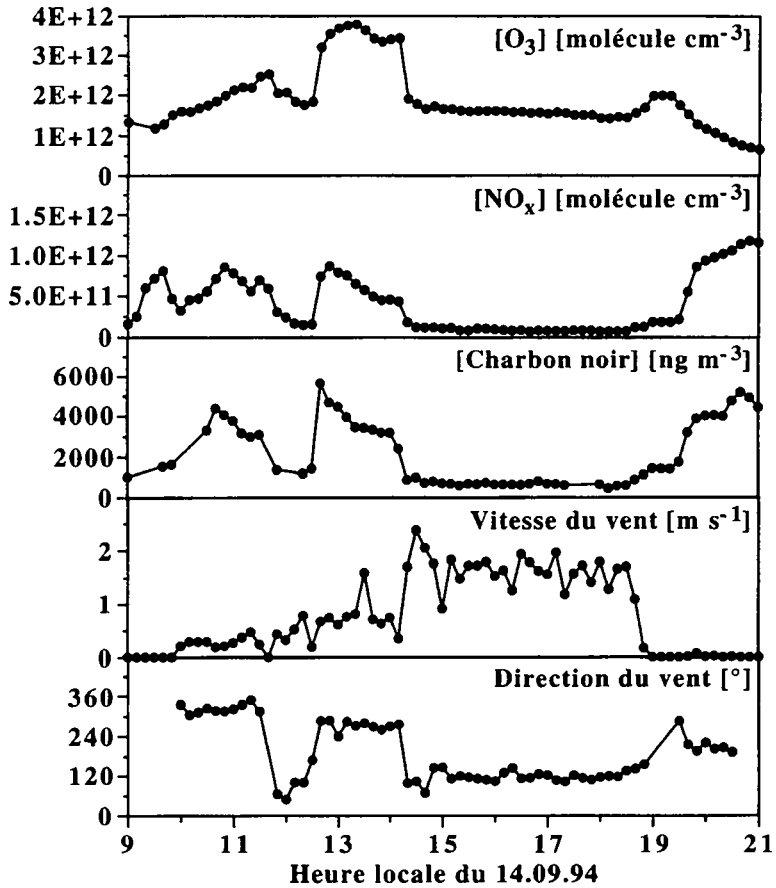


Figure 27: Mesures des analyseurs ponctuels au sol intégrés dans la remorque lidar de l'EPFL.

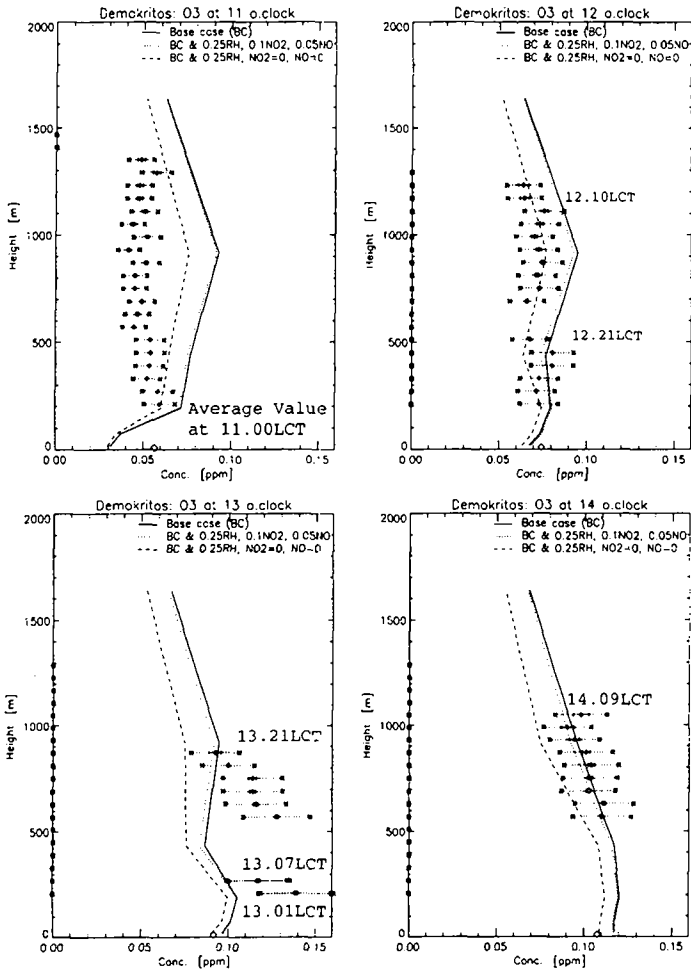


Figure 28: Intercomparaison entre les profils de concentration d'ozone mesurés par DIAL (petites losanges) et simulés (lignes) pour trois conditions de bord appliquées au modèle [Müll96]. Les erreurs statistiques et systématiques sont délimitées, respectivement, par un trait et par un astérisque. La mesure de l'analyseur ponctuel intégré dans la remorque de l'EPFL est indiquée par une grande losange. Le calcul et la valeur au sol se réfèrent à l'heure marquée en haut, le temps d'acquisition du lidar est écrit à côté des points expérimentaux (la valeur moyenne des déterminations entre 10:30 et 11:30 est utilisée pour le premier graphique).

6 - Conclusions

La méthodologie coup par coup a permis de reconstruire la fonction de distribution du signal. Cette information a été utilisée pour corriger le biais lié à la déformation artificielle des histogrammes à la longue distance et pour déterminer rigoureusement l'incertitude statistique. De plus, la propagation de l'erreur a été appliquée à l'algorithme qui tient compte des effets différentiels indépendants de l'ozone.

Les sources potentielles d'erreur systématique ont été considérées. En particulier un modèle phénoménologique a été employé pour décrire l'entrée des faisceaux laser dans le champ de vision du télescope. Les résultats de ces analyses indiquent que l'erreur systématique de la concentration d'ozone est inférieure à 10 %. Cette conclusion est confirmée par les intercomparaisons présentées à la section II.3 et par le bon accord entre les déterminations DIAL et les mesures simultanées d'un avion équipé avec des analyseurs ponctuels.

Finalement, le système DIAL de l'EPFL s'est montré capable d'établir de façon routinière le profil de concentration d'ozone avec une portée et une résolution spatio-temporelle élevées. La mobilité de l'instrument lui a permis de participer à la campagne de mesure MEDCAPHOT - TRACE, un test de fiabilité sévère à cause des conditions climatiques difficiles de la ville d'Athènes pendant l'été. Les données récoltées ont été utilisées pour valider un modèle de la qualité de l'air du bassin athénien et pour étudier l'effet des aérosols sur le spectre ultraviolet solaire au sol.

Les caractéristiques typiques de la mesure ont été résumées à la table 1. Toute l'étendue des valeurs possibles a été indiquée pour l'erreur statistique qui augmente avec l'altitude et dépend des paramètres expérimentaux.

erreur statistique	$2 \times 10^{10} - 3 \times 10^{11} \text{ molécule cm}^{-3}$
erreur systématique	< 10 %
étendue en altitude (relative au lidar)	200 - 3000 m
résolution spatiale	60 - 480 m
résolution temporelle	100 s

Table 1: Caractéristiques typiques de la mesure de la concentration d'ozone du système DIAL de l'EPFL.

Références

- [Ance93] Ancellet G. (1993) Private communication. Service d'Aéronomie du CNRS, Verrières le Buisson, France.
- [Ance96] Ancellet G. and Bösenberg J. (1996) "Methodology" to be published in *Instrument development for atmospheric research and monitoring* (edited by Bösenberg J., Brassington D. and Simon P.). Springer-Verlag, Berlin, Germany.
- [Barb87] Barbini R., Milton M. J. T., Pelon J. and Weitkamp C. (1987) *TESLAS research and development proposal*. EUROTRAC ISS, Fraunhofer-Institut für Atmosphärische Umweltforschung, Garmisch-Partenkirchen, Germany.
- [Bass76] Bass A. M., Ledford A. E. Jr. and Laufer A. H. (1976) "Extinction coefficients of NO₂ and N₂O₄" *J. Res. NBS* **80A**, 143-166.
- [Beek94] Beekmann M., Ancellet G., Mégie G., Smit H. G. J. and Kley D. (1994) "Intercomparison campaign of vertical ozone profiles including electrochemical sondes of ECC and Brewer-Mast type and ground based UV-differential absorption lidar" *J. Atmos. Chem.* **19**, 259-288.
- [Böse93a] Bösenberg J. (1993) Private communication. Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Germany.
- [Böse93b] Bösenberg J., Ancellet G., Apituley A., Bergwerff H., von Cossart G., Edner H., Fiedler J., Galle B., de Jonge C., Mellqvist J., Mitev V., Schaberl T., Sonnemann G., Spakman J., Swart D. and Wallinder E. (1993) *Tropospheric ozone lidar intercomparison experiment, TROLIX '91, field phase report (report 102)*. Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Germany.
- [Brow85] Browell E. V., Ismail S. and Shipley S. T. (1985) "Ultraviolet DIAL measurements of O₃ profiles in regions of spatially inhomogeneous aerosols" *Appl. Opt.* **24**, 2827-2836.
- [Cand85] Candy B. H. (1985) "Photomultiplier characteristics and practice relevant to photon counting" *Rev. Sci. Instrum.* **56**, 183-193.

- [Cann84] Cann M. W. P., Shin J. B. and Nicholls R. W. (1984) "Oxygen absorption in the spectral range 180 - 300 nm for temperatures to 3000 K and pressures to 50 atm" *Can. J. Phys.* **62**, 1738-1751.
- [Cann94] Cann M. W. P. (1994) Private communication. York University, North York, Canada.
- [Daum92] Daumont D., Brion J., Charbonnier J. and Malicet J. (1992) "Ozone UV spectroscopy I: absorption cross-sections at room temperature" *J. Atmos. Chem.* **15**, 145-155.
- [Duri96] Durieux E. and Fiorani L. (1996) "Data processing" to be published in *Instrument development for atmospheric research and monitoring* (edited by Bösenberg J., Brassington D. and Simon P.). Springer-Verlag, Berlin, Germany.
- [Edle66] Edlen B. (1966) "The refractive index of air" *Meteorol.* **2**, 71-80.
- [Grun91] Grund C. J. and Eloranta E. W. (1991) "University of Wisconsin high spectral resolution lidar" *Opt. Eng.* **30**, 6-12.
- [Elte68] Elterman L. (1968) *UV, visible and IR attenuation for altitudes to 50 km (AFCRL-68-0153)*. USAF, Hanscom, USA.
- [Fern84] Fernald F. G. (1984) "Analysis of atmospheric lidar observations: some comments" *Appl. Opt.* **23**, 652-653.
- [Fior94] Fiorani L., Durieux E., Calpini B., Jaquet L. and Van den Bergh H. (1994) "Intercomparison of the analysis procedures for tropospheric ozone lidar measurements" in *Proceedings of the EUROTRAC Symposium '94* (edited by Borrell P. M., Borrell P., Cvitas T. and Seiler W.), pp. 950-956. SPB Academic Publishing, The Hague, The Netherlands.
- [Fior96] Fiorani L., Calpini B., Clappier A., Jaquet L., Müller F., Van den Bergh H. and Durieux E. (1996) "Ozone flux measurements in the troposphere with a shot per shot DIAL instrument operated in the UV spectral region during the MEDCAPHOT campaign" to be published in *Advances in atmospheric remote sensing with lidar* (edited by Ansmann A., Neuber R., Rairoux P. and Wandinger U.). Springer-Verlag, Berlin, Germany.

- [Iiku87] Iikura Y., Sugimoto N., Sasano Y. and Shimzu H. (1987) "Improvement on lidar data processing for stratospheric aerosol measurements" *Appl. Opt.* **26**, 5299-5306.
- [Karm90] Karmazin S. E., Klimkin V. M., Luk'ynenko S. F., Makogon M. M., Potaokin I. N., Tyryshkin I. S., Fedorishchev V. N. and Tsvetkov A. L. (1990) "A new absorption band of water vapor H₂O: a fresh extinction channel radiation in the near-ultraviolet" in *Proceedings of the 15th International Laser Conference 2*, p. 184. Institute of Atmospheric Optics, Tomsk, Russia.
- [Kemp94] Kempfer U., Carnuth W., Lotz R. and Trickl T. (1994) "A wide-range ultraviolet lidar system for tropospheric ozone measurements: development and application" *Rev. Sci. Instrum.* **65**, 3145-3164.
- [Klem95] Klemm O. (1995) "Transport and distribution of air pollutants in Athens (Greece): aircraft measurements during MEDCAPHOT - TRACE" in *Urban pollution* (edited by Moussiopoulos N., Power H. and Brebbia C. A.), pp. 161-168. Computational Mechanics Publications, Southampton, UK.
- [Klet81] Klett J. D. (1981) "Stable analytical inversion solution for processing lidar returns", *Appl. Opt.* **20**, 211-220.
- [Klim89] Klimkin B. M. and Fedorishchev V. N. (1989) "A new atmospheric absorption band in the ultraviolet" *Atm. Opt.* **2**, 174-175.
- [Mali95] Malicet J., Daumont D., Charbonnier J., Parisse C., Chakir A. and Brion J. (1995) "Ozone UV spectroscopy. II. Absorption cross-sections and temperature dependence" *J. Atmos. Chem.* **21**, 263-273.
- [Mana93] Manatt S. L. and Lane A. L. (1993) "A compilation of the absorption cross-sections of SO₂ from 106 to 403 nm" *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **50**, 267-276.
- [Mats94] Matsumoto M. and Takeuchi N. (1994) "Effects of misestimated far-end boundary values on two common lidar inversion solutions" *Appl. Opt.* **33**, 6451-6456.
- [McCo71] McCormick M. P. (1971) "Simultaneous multiple wavelength laser radar measurements of the lower atmosphere" in *Proceeding of the Electro-Optics*

- International Conference*, pp.24-26. Industrial and Scientific Conference Management, Chicago, USA.
- [Meas92] Measures R. M. (1992) *Laser remote sensing*. Krieger Publishing Company, Malabar, USA.
- [Mégi80] Mégie G. and Menzies R. T. (1980) "Complementarity of UV and IR differential absorption lidar for global measurements of atmospheric species" *Appl. Opt.* **19**, 1173-1183.
- [Moli86] Molina L. T. and Molina M. J. (1986) "Absolute absorption cross sections of ozone in the 185- to 350-nm wavelength range" *J. Geophys. Res.* **91**, 14501-14508.
- [Mous95] Moussiopoulos N., Power H. and Brebbia C. A., editors (1995) *Urban pollution*. Computational Mechanics Publications, Southampton, UK.
- [Müll96] Müller F., Clappier A., Tissot-Daguette M., Calpini B., Durieux E., Fiorani L. and Van den Bergh H. (1996) "Air quality simulation over the Great Athens Area: intercomparison of model results with lidar and aircraft measurements" to be published in *Proceedings of the EUROTRAC Symposium '96* (edited by Borrell P. M., Borrell P., Cvitas T., Kelly K. and Seiler W.). Computational Mechanics Publications, Southampton, UK.
- [NOAA76] NOAA - NASA - USAF (1976) *U. S. standard atmosphere*. U. S. Government Printing Office, Washington, USA.
- [Papa90] Papayannis A., Ancellet G., Pelon J. and Mégie G. (1990) "Multiwavelength lidar for ozone measurements in the troposphere and the lower stratosphere" *Appl. Opt.* **29**, 467-476.
- [Papa95] Papayannis A., Calpini B., Bais A., Durieux E., Fiorani L., Balis D., Zerefos C. and Ziomas I. (1995) "The role of urban and suburban aerosols on the solar UV-B spectrum" *Ann. Geophys.* **54**, C720.
- [Pelo82] Pelon J. and Mégie G. (1982) "Ozone monitoring in the troposphere and lower stratosphere: evaluation and operation of a ground-based lidar station" *J. Geophys. Res.* **87**, 4947-4955.

- [Pett75] Pettifer R. E. W. (1975) "Signal induced noise in lidar experiments" *J. Atmos. Terr. Phys.* **37**, 669-673.
- [Pres94] Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T and Flannery B. P. (1994) *Numerical recipes in C*. Cambridge University Press, New York, USA.
- [Scho74] Schotland R. M. (1974) "Errors in the lidar measurement of atmospheric gases by differential absorption" *J. Appl. Meteor.* **13**, 71-77.
- [Sune94] Sunesson J. A., Apituley A. and Swart D. P. J. (1994) "Differential absorption lidar system for routine monitoring of tropospheric ozone" *Appl. Opt.* **33**, 7045-7058.
- [Teil90] Teillet P. M. (1990) "Rayleigh optical depth comparisons from various sources" *Appl. Opt.* **29**, 1897-1990.
- [Tour94] Touring Club Suisse (1994) *Notre air*. Touring Club Suisse, Emmen, Switzerland.
- [Yosh88] Yoshino K., Freeman D. E., Esmond J. R. and Parkinson W. H. (1988) "Absolute absorption cross-section measurements of ozone in the wavelength region 238 - 335 nm and the temperature dependence" *Planet. Space Sci.* **36**, 395-398.
- [Youn81] Young A. T. (1981) "On the Rayleigh-scattering optical depth of the atmosphere" *J. Appl. Meteorol.* **20**, 328-330.
- [Ziom93] Ziomas I. (1993) *Proposal for the mediterranean campaign of photochemical tracers - transport and chemical evolution (MEDCAPHOT - TRACE)*. Aristotle University, Thessaloniki, Greece.

Modèle du signal lidar

La simulation du signal lidar possède une double importance. Avant la construction de l'expérience, elle permet de prédire les caractéristiques du système nécessaires à atteindre la précision désirée [Mégi80, Maed90, Papa90, Hawl93, Hutt94]. Lors du traitement des données, certains auteurs estiment l'erreur avec un modèle basé sur les paramètres de l'instrument et sur les profils moyens d'extinction et de rétrodiffusion [Scho74, Pelo82].

Si la simulation de la valeur moyenne du signal lidar est relativement facile (voir la section III.3.4), celle de sa fluctuation demande la connaissance détaillée de plusieurs phénomènes complexes. En fait, le bruit dont est affecté n , nombre de photons détectés qui sont générés par la rétrodiffusion dans le temps de réponse du détecteur, peut être écrit comme suit [Elba76]:

$$s_n = \sqrt{\left(\frac{\eta \lambda}{h c} s_W\right)^2} + n + n_B + n_D \quad (1)$$

où η est l'efficacité quantique du photomultiplicateur, λ est la longueur d'onde, h est la constante de Planck, c est la vitesse de la lumière, s_W est l'écart quadratique moyen de W , énergie déposée à la photocathode, n_B et n_D sont le nombre de photons détectés qui sont générés, respectivement, par la luminosité du ciel (bruit solaire) et en absence totale de lumière (courant d'obscurité). Cette égalité a été obtenue dans l'hypothèse que les contributions à l'écart quadratique moyen peuvent être traitées comme des processus aléatoires indépendants et que n , n_B et n_D sont distribués selon la statistique de Poisson.

L'écart quadratique moyen de l'énergie déposée à la photocathode dépend de l'instabilité de la source laser, de l'effet de speckle [Fran77] et de la variation des coefficients d'extinction et de rétrodiffusion. Le deuxième terme au membre de droite est dû à la fluctuation intrinsèque dans

le mécanisme de détection. Le bruit solaire et le courant d'obscurité sont négligeables dans le domaine d'application du système DIAL de l'EPFL.

Dans le cas de la détection analogique, il faut aussi tenir compte du fait que la chaîne électronique, qui converti le nombre de photons détectés en valeur de l'ADC, est une source ultérieure de fluctuation du signal [Meas92].

Bien que dans le système DIAL de l'EPFL l'énergie de chaque impulsion soit mesurée, l'effet de speckle soit négligeable [Elba76] et le bruit introduit par la chaîne électronique soit petit (par exemple, pour la longueur d'onde OFF et à 1000 m de distance, il est inférieur à 2 % de l'écart quadratique moyen du signal), la simulation de l'erreur statistique d'après (1) demeure un calcul délicat à cause de la complexité des phénomènes de turbulence atmosphérique [Good88, Stul88] et de la difficulté dans l'évaluation de leur impact sur les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion. Il est vrai que la théorie générale de la propagation de la lumière [Lawr70, Hill80, Jin 93] et en particulier d'un faisceau laser [Khme73, Zuev76, Bana87, Weic90] dans un milieu turbulent a été développée, mais les applications au lidar restent éparpillées [Kil181, Holm83, Meny85] et leurs résultats peuvent être difficilement étendus directement au système DIAL de l'EPFL.

La méthodologie coup par coup, par contre, en déterminant non seulement la valeur moyenne du signal lidar mais aussi sa fluctuation, donne des informations précieuses pour la construction d'un modèle phénoménologique de l'erreur statistique (section 1). La simulation ainsi construite s'est avérée un outil important pour vérifier l'algorithme d'analyse (section 2) et pour étudier les approximations des méthodologies usuelles de traitement des données (section 3).

1 - Modèle

1.1 - Observations préliminaires

Pour modéliser l'erreur statistique du signal lidar, une régression pourrait être appliquée aux valeurs mesurées sans se préoccuper de sa forme fonctionnelle. Néanmoins, la connaissance d'une telle fonction permettrait d'adapter le modèle à différents systèmes expérimentaux et à plusieurs conditions atmosphériques.

Un premier essai dans ce sens pourrait être effectué en suivant certains auteurs [Scho74, Pelo82], qui ne considèrent pas le premier terme au membre de droite de l'équation (1). Cette approximation implique, dans l'intervalle en distance où le bruit solaire et le courant d'obscurité sont négligeables:

$$s_n = \sqrt{n} \quad (2)$$

Grâce à cette relation, exacte dans le cas de la détection en comptage de photons de la rétrodiffusion par une atmosphère non turbulente de l'impulsion provenant d'une source laser stable, l'erreur statistique peut être calculée à partir de l'équation lidar (I.14), sur la base des paramètres de l'instrument et des profils moyens d'extinction et de rétrodiffusion. Cette procédure sera appelée dans la suite "méthode poissonnienne" car l'écart quadratique moyen est calculé uniquement selon la distribution de Poisson.

Indiquée par c_{pn} la constante de proportionnalité entre n et p , signal exprimé en valeur de l'ADC, ce dernier et son écart quadratique moyen peuvent être écrits, respectivement, comme:

$$p = c_{pn} n \quad (3)$$

$$s_p = c_{pn} s_n \quad (4)$$

dans l'hypothèse, applicable au système DIAL de l'EPFL, que la fluctuation de c_{pn} est négligeable.

Les relations (2), (3) et (4) impliquent:

$$\frac{s_p}{\sqrt{p}} = k \quad (5)$$

où:

$$k = \sqrt{c_{pn}} \quad (6)$$

À partir de l'égalité (5) et de l'équation lidar (I.15), l'erreur statistique relative de la valeur moyenne du signal peut être écrite comme:

$$\frac{s_p(R)}{p(R)} = \frac{1}{\sqrt{N_s}} \frac{k}{\sqrt{p^0 \zeta(R) \frac{A}{R^2} \beta(R) \frac{c \tau_L}{2} \exp \left\{ -2 \int_0^R [\alpha(R') + \sigma C(R')] dR' \right\}}} \quad (7)$$

avec les notations définies au chapitre I et en ayant indiquée par N_s le nombre de coups laser.

En considérant un intervalle où α , β , C et ζ peuvent être considérés constants (grâce à l'absence de stratification atmosphérique et au bon recouvrement entre émission et détection), la formule suivante peut être déduite d'après (7):

$$\ln \left[\frac{1}{R} \frac{\sigma_p(R)}{p(R)} \right] \equiv a + b R \quad (8)$$

où:

$$a = \ln \left(\frac{k}{\sqrt{N_s p^0 \zeta A \beta \frac{c \tau_L}{2}}} \right) \quad (9)$$

$$b = \alpha + \sigma C \quad (10)$$

Dans l'intervalle en distance où le signal lidar est de bonne qualité, l'expérience vérifie approximativement la relation (5). Ceci permet l'utilisation des formules (8), (9) et (10), bien qu'il n'autorise pas à conclure que l'égalité (2) est vérifiée: il faudrait pour cela démontrer aussi la validité de l'équation (6).

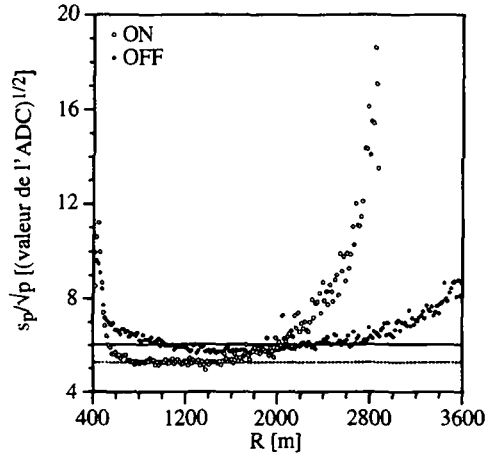


Figure 1: Rapports s_p/\sqrt{p} (points) et leurs valeurs moyennes calculées entre 570 et 1470 m (lignes) pour les longueurs d'onde ON et OFF.

Un exemple typique de la relative constance du rapport s_p/\sqrt{p} est donné à la figure 1 pour l'échantillon habituel (fichier 9 du 8 septembre 1994) qui, sauf indication contraire, constituera

dans ce chapitre la source des données réelles. Trois comportements bien définis du rapport s_p/\sqrt{p} peuvent être observés: une diminution avant 570 m, une constance approximative au milieu et une augmentation à partir de 1500 et 2000 m, respectivement, pour le signal ON et OFF. Le haut niveau au début a lieu à l'entrée du cône d'émission dans le champ de vision. En fait, dans cette zone, la portion de lumière visible par le télescope à une distance donnée fluctue dans le temps parce que le faisceau laser est diffusé par l'air traversé de sorte que sa forme et sa position varient aléatoirement. La légère décroissance à partir de 570 m confirme que la relation (2) n'est pas exacte dans le cas du système DIAL de l'EPFL. Cette réduction est vraisemblablement liée à la diminution de la turbulence - et donc de la fluctuation des coefficients d'extinction et de rétrodiffusion - avec l'altitude. L'augmentation dans la dernière partie de l'intervalle en distance est due à la surestimation de la déviation standard provoquée par la déformation des distributions statistiques, comme il a été expliqué en détail dans la section III.4. Néanmoins, le rapport s_p/\sqrt{p} du fichier échantillon sera considéré approximativement constant pour les longueurs d'onde ON et OFF entre 570 et 1470 m.

Une vérification plus générale de la validité relative de l'équation (5) a été accomplie en considérant neuf fichiers représentatifs de plusieurs conditions météorologiques et de différents réglages du système (un du 8, 9, 10, 12, 13 et quatre du 14 septembre 94): la table 1 illustre la variation des paramètres atmosphériques et expérimentaux pour cet ensemble (pour le coefficient de rétrodiffusion OFF et la concentration d'ozone les valeurs minimales et maximales ont été notées; lorsque un pourcentage a été indiqué, la variable concernée a été modifiée de plus ou moins ce pourcentage par rapport à sa valeur moyenne). De plus, la mesure du 12 septembre 94 a été effectuée avec deux longueurs d'onde ($\lambda_{ON} = 277.7$ nm, $\lambda_{OFF} = 289.5$ nm) différentes du couple utilisé d'habitude ($\lambda_{ON} = 272.2$ nm, $\lambda_{OFF} = 291.65$ nm).

Paramètre	Variation
Coefficient d'extinction OFF	$2 + 7 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$
Concentration d'ozone	$1 + 3 \times 10^{12} \text{ molécule cm}^{-3}$
Tension du photomultiplicateur	5 %
Amplification	50 %
Énergie des lasers	25 %
Distance du recouvrement complet	10 %

Table 1: Variation des paramètres atmosphériques et expérimentaux pour un ensemble de neuf fichiers.

Dans l'intervalle en distance où le signal lidar est de bonne qualité pour toutes les mesures (720 m - 1470 m) le rapport s_p/\sqrt{p} demeure presque constante et égale pour les longueurs d'onde ON et OFF, bien que la valeur de k varie d'un fichier à l'autre entre 4 et 10, comme il pouvait être prévu à cause des modifications dans l'amplification et dans la tension du photomultiplicateur. La valeur moyenne de k est:

$$\bar{k} = 7.5 \pm 0.5 \left(\text{valeur de l'ADC} \right)^{1/2} \text{ photoélectron}^{-1/2} \quad (11)$$

Afin d'étudier de combien le rapport s_p/\sqrt{p} diffère d'une constante, pour chacun des neuf fichiers:

- les mesures du rapport s_p/\sqrt{p} ont été normalisées par leur valeur moyenne,
- une régression linéaire a été appliquée,
- la différence entre les ordonnées de la droite à 1470 m et à 720 m, nommé indice de variation, a été calculé.

L'histogramme des indices de variation ainsi obtenus est en accord avec une régression gaussienne de valeur moyenne -8 % et déviation standard 4 % (figure 2). Ce résultat confirme la légère diminution du rapport s_p/\sqrt{p} avec la distance.

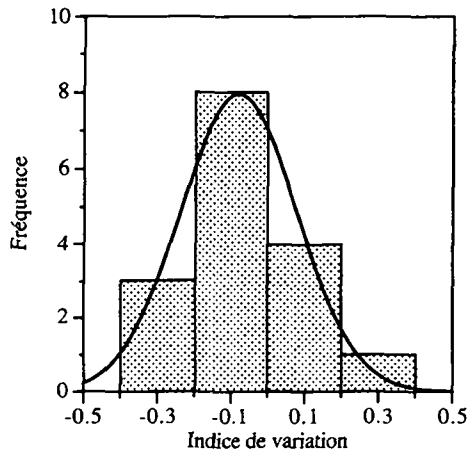


Figure 2: Histogramme de l'indice de variation du rapport s_p/\sqrt{p} pour les longueurs d'onde ON et OFF de 9 fichiers.

Finalement, l'égalité (8) a été appliquée pour construire la régression de l'erreur relative à partir des points expérimentaux ($R, \sigma_p/p$) du fichier échantillon, dans l'intervalle entre 570 et 1470 m. En dépit de la validité relative de la relation (5), la figure 3 montre un bon accord entre les données et les courbes, qui peuvent donc constituer un modèle phénoménologique préliminaire de l'erreur statistique relative des signaux lidar, applicable au système DIAL de l'EPFL dans certaines conditions expérimentales.

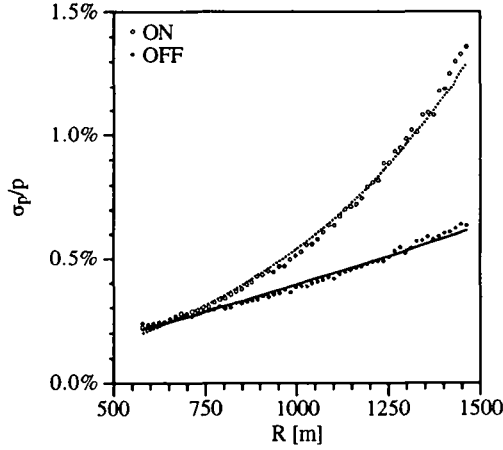


Figure 3: Erreurs statistiques relatives (points) et leurs régressions calculées entre 570 et 1470 m (lignes) pour les longueurs d'onde ON et OFF.

Bien que le modèle ici développé soit approximatif, sa validité au delà de 1470 m est confirmée par la vérification d'une conséquence des équations (8), (9) et (10). Ces dernières impliquent la relation suivante, au cas où k , p^0 , ζ et β sont presque égaux pour les deux longueurs d'onde et $\Delta\alpha$ est négligeable par rapport à $\Delta\sigma C$:

$$\ln \left[\frac{\sigma_p^{ON}(R) / p^{ON}(R)}{\sigma_p^{OFF}(R) / p^{OFF}(R)} \right] \equiv \Delta\sigma C R \quad (12)$$

Les hypothèses qui viennent d'être formulées sont proches de la réalité dans la plupart des systèmes DIAL. La figure 4 montre que dans notre cas la droite obtenue par régression linéaire

entre 570 et 1470 m est en bon accord avec les points expérimentaux jusqu'à 2500 m. Ce comportement est expliqué par la simplification partielle des effets liés à la déformation des distribution dans le rapport entre les erreurs relatives.

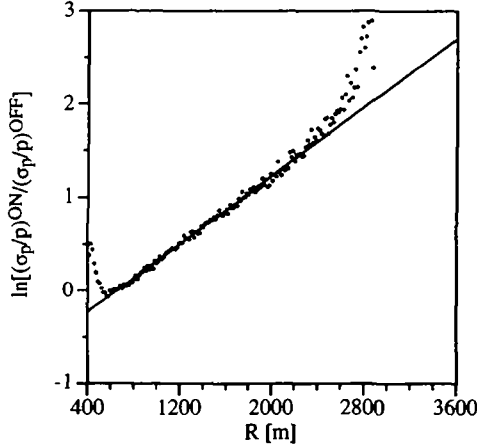


Figure 4: Logarithme naturel du rapport entre les erreurs statistiques relatives des signaux (points) et sa régression calculée entre 570 et 1470 m (ligne).

L'attention sera maintenant focalisée sur la vérification de l'hypothèse (2), à savoir de l'équation (6). Pour atteindre ce but, il est nécessaire de déterminer la constante de proportionnalité c_{pn} .

La relation (3) et les équations lidar (I.14) et (I.15) impliquent:

$$c_{pn} = \frac{p^0}{n^0} \frac{\tau_L}{\tau_D} \quad (13)$$

où seulement n^0 et τ_D sont connus. Néanmoins, le numérateur peut être estimé par une régression linéaire du "range-corrected signal". En fait, dans l'approximation où ζ , β , α et C peuvent être considérés constants, la suivante égalité résulte de l'équation lidar (I.15):

$$\ln[p(R) R^2] \equiv a' + b' R \quad (14)$$

où:

$$a' = \ln \left(p^0 \zeta A \beta \frac{c \tau_L}{2} \right) \quad (15)$$

$$b' = -2 \left(\alpha + \sigma C \right) \quad (16)$$

Le produit $p^0 \tau_L$ peut être déterminé grâce au coefficient de la régression a' et aux paramètres connus ζ , A et β . Les correspondantes mesures de c_{pn} varient entre 0.5 et 3, pour l'ensemble susmentionné de neuf fichiers. Sa valeur moyenne est:

$$\bar{c}_{pn} = 1.6 \pm 0.2 \left(\text{valeur de l'ADC} \right) \text{ photoélectron}^{-1} \quad (17)$$

Les deux déterminations de c_{pn} , obtenues d'après les longueurs d'onde ON et OFF, diffèrent peu pour chacun des fichiers (16 % en valeur moyenne). À partir de cette observation et de l'indétermination sur les variables ζ , A et β , qui est inférieure ou de l'ordre de 10 %, l'erreur de c_{pn} est estimé égale à 25 %.

Alternativement, le paramètre c_{pn} pourrait être apprécié d'après les spécifications des amplificateurs et du photomultiplicateur. Malheureusement, il s'agit d'une détermination imprécise, car elle ne peut être basée que sur des valeurs typiques. Néanmoins, une telle estimation a été exécuté, dans le but de confirmer le calcul de c_{pn} qui vient d'être accompli.

La tension à l'entrée de l'ADC générée par n photoélectrons est donnée par la relation suivante:

$$v = G_{AMP} \rho G_{PMT} \frac{e n}{\tau_D} \quad (18)$$

où G_{AMP} et G_{PMT} sont le gain, respectivement, de l'amplificateur et du photomultiplicateur, ρ est l'impédance d'entrée de l'amplificateur et e est la charge de l'électron. Indiquée par c_{pv} la constante de proportionnalité entre v et p :

$$c_{pv} = \frac{\rho}{v} \quad (19)$$

et à partir des égalités (3) et (18), c_{pn} peut être écrite comme:

$$c_{pn} = c_{pv} G_{AMP} \rho G_{PMT} \frac{e}{\tau_D} \quad (20)$$

En utilisant des valeurs typiques pour les constantes qui apparaissent à droite dans l'équation (20), c_{pn} résulte de l'ordre de 2 (valeur de l'ADC) photoélectron⁻¹, en bon accord avec les valeurs précédemment mesurées.

Finalement, à partir des valeurs mesurées de k et c_{pn} , et notamment suivant (11) et (17), la relation (6) doit être rejetée. Ceci mène à l'importante conséquence que la fluctuation du signal lidar ne peut pas toujours être déduite de l'hypothèse (2): dans le cas du système DIAL de l'EPFL, par exemple, le bruit est dominé par la variation de l'énergie déposée à la photocathode et, d'après (6), (7), (11) et (17), l'application de l'équation (2) mènerait à une sous-estimation de la fluctuation d'environ un facteur 5. Dans la prochaine section, un modèle phénoménologique de l'erreur statistique, pour le cas de la détection analogique dans une atmosphère turbulente, sera donc développé, en étendant la simulation préliminaire qui vient d'être décrite.

1.2 - Modèle phénoménologique de l'erreur statistique

Suivant l'hypothèse (2), l'erreur relative du signal lidar est égale à:

$$\frac{s_n}{n} = \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (21)$$

Bien que la relation (2) ait montré ses limitations, il est raisonnable d'admettre que l'erreur relative soit une fonction de la variable $1/\sqrt{n}$. En adoptant l'approximation linéaire de cette fonction, la formule suivante peut être déduite:

$$\frac{s_n}{n} = a'' + b'' \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (22)$$

d'où:

$$\frac{s_n}{\sqrt{n}} = a''\sqrt{n} + b'' \quad (23)$$

L'intérêt de cette dernière égalité réside dans son membre de droite, qui est directement comparable avec la valeur 1 prévue par l'hypothèse (2).

Pour rendre l'équation (23) indépendante de l'intervalle de numérisation, il serait souhaitable d'exprimer le rapport s_n/\sqrt{n} en fonction du flux de photoélectrons:

$$\frac{s_n}{\sqrt{n}} = \mathcal{A} \sqrt{\frac{n}{\tau_D}} + \mathcal{B} \quad (24)$$

où:

$$\mathcal{A} = a'' \sqrt{\tau_D} \quad (25)$$

$$\mathcal{B} = b'' \quad (26)$$

La figure 5 montre s_n/\sqrt{n} pour le fichier échantillon. Les valeurs pour la longueur d'onde ON et OFF sont compatibles dans les erreurs du rapport s_n/\sqrt{n} et du produit $n^{1/2} \tau_D^{-1/2}$, qui sont dominées par l'indétermination sur c_{pn} (25 %). En fait, l'application de la formule de propagation des erreurs et des relations (3) et (4) donne:

$$\left(\frac{\sigma_{\frac{s_n}{\sqrt{n}}}}{\frac{s_n}{\sqrt{n}}} \right)^2 = \frac{1}{4} \left[\left(\frac{\sigma_{c_{pn}}}{c_{pn}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_p}{p} \right)^2 \right] \quad (27)$$

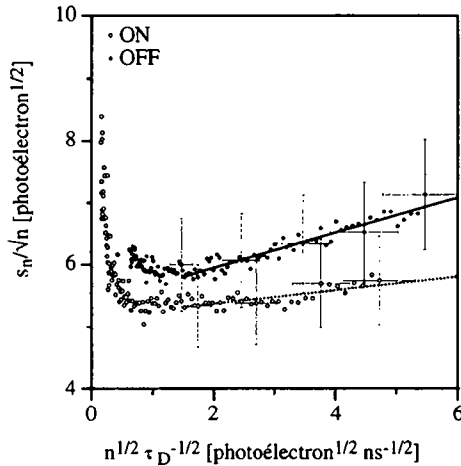


Figure 5: Rapports s_n/\sqrt{n} (points) et leur régressions calculées à partir de 1.5 photoélectron^{1/2} ns^{-1/2} (lignes) pour les longueurs d'onde ON et OFF. Pour réduire la complexité de la figure, les erreurs sont affichées seulement pour quelques points.

$$\left(\frac{\sigma}{\sqrt{\frac{n}{\tau_D}}} \right)^2 = \frac{1}{4} \left[\left(\frac{\sigma_{c_{pn}}}{c_{pn}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_p}{p} \right)^2 \right] \quad (28)$$

et, dans l'intervalle de mesure considéré, l'indétermination sur le signal est négligeable par rapport à celle sur c_{pn} .

À partir de $1.5 \text{ photoélectron}^{1/2} \text{ ns}^{-1/2}$, les données sont en bon accord avec la dépendance linéaire indiquée par l'égalité (24). La déviation pour les valeurs inférieures est aisément expliqué par la déformation des distributions. Ce comportement est parfaitement consistant avec l'écart de la constante observée à la figure 1, car les petites valeurs de flux de photoélectrons correspondent justement avec les longues distances. La figure 5 constitue une illustration

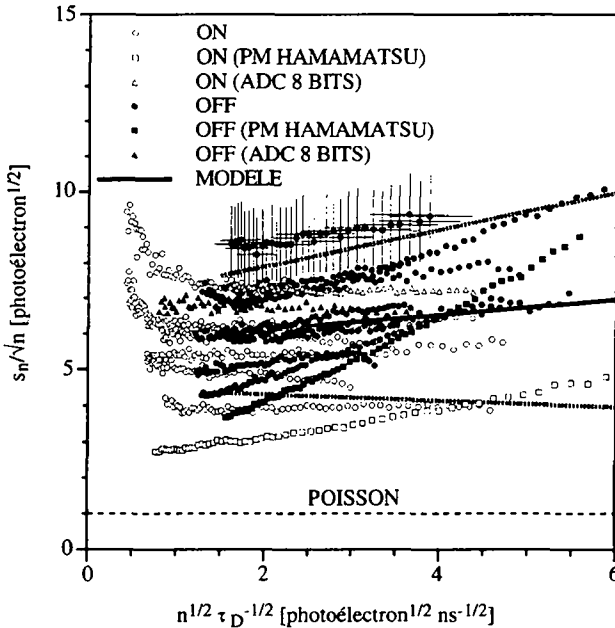


Figure 6: Rapports s_n/\sqrt{n} pour les longueurs d'onde ON et OFF de 11 fichiers (points). Deux ensembles de mesures ont été obtenues, respectivement, avec un photomultiplicateur et un ADC complètement différents. Pour réduire la complexité de la figure, les erreurs sont affichées seulement pour une série de déterminations. La ligne continue représente le modèle, celles pointillées son écart quadratique moyen, celle traitillée la valeur de s_n/\sqrt{n} prévue par l'hypothèse (2).

flagrante de l'incompatibilité entre les données et l'hypothèse (2), qui prévoit pour le rapport s_n/\sqrt{n} la valeur de 1.

Pour corroborer la validité de la relation (24), en plus de l'ensemble de neuf fichiers mentionné à la section 1.1, quelques mesures obtenues avec un ADC ou un photomultiplicateur complètement différents ont été considérées. Toutes les observations confirment le modèle ici décrit (figure 6).

Finalement, les valeurs moyennes des coefficients de la droite (24) ont été calculés à partir de l'ensemble habituel de neuf fichiers, pour avoir un échantillon homogène, et valent:

$$A = 0.021 \pm 0.008 \text{ ns}^{1/2} \quad (29)$$

$$B = 5.7 \pm 0.3 \text{ photoélectron}^{1/2} \quad (30)$$

En conclusion, d'après les égalités (3), (4), (22), (25), (26) et l'équation lidar (I.14), l'erreur statistique relative du signal lidar peut être écrite comme:

$$\frac{\sigma_p(R)}{p(R)} = \frac{1}{\sqrt{N_s} \tau_D} \left(A + \frac{B}{\sqrt{n^0 \zeta(R) \frac{A}{R^2} \beta(R) \frac{c}{2} \exp \left\{ -2 \int_0^R [\sigma C(R') + \alpha(R')] dR' \right\}}} \right) \quad (31)$$

avec les notations définies au chapitre I et en ayant indiquée par N_s le nombre de coups laser. Les relations (29), (30) et (31) modélisent l'erreur statistique d'une mesure lidar analogique dans une atmosphère turbulente. Ce modèle phénoménologique est le résultat de l'observation du signal dans toute une série de conditions expérimentales et atmosphériques.

Ce schéma peut être appliqué aux données ici présentées, comme si la fluctuation statistique n'était pas connue. L'erreur mesurée est en bon accord avec celle calculée en substituant dans la formule (31) les valeurs de α , β et C déterminées d'après les signaux. La figure 7 montre un exemple typique de cette concordance et de l'écart entre l'hypothèse (2) et la réalité. L'indétermination du modèle est évaluée à partir des incertitudes dans les valeurs (29) et (30).

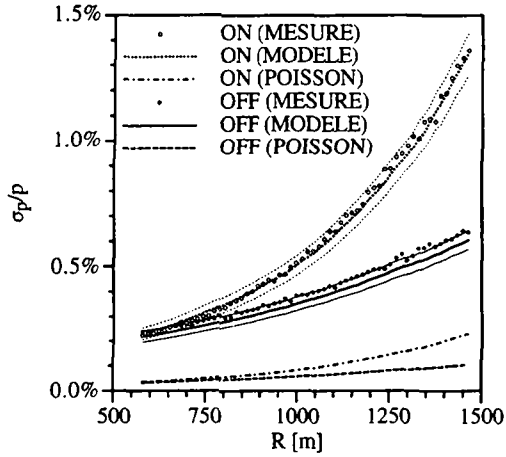


Figure 7: Erreur statistique relative mesurée et modélisée pour les longueurs d'onde ON et OFF. Les lignes légères représentent l'incertitude du modèle, celles traitillées la valeur de l'erreur statistique prévue par l'hypothèse (2).

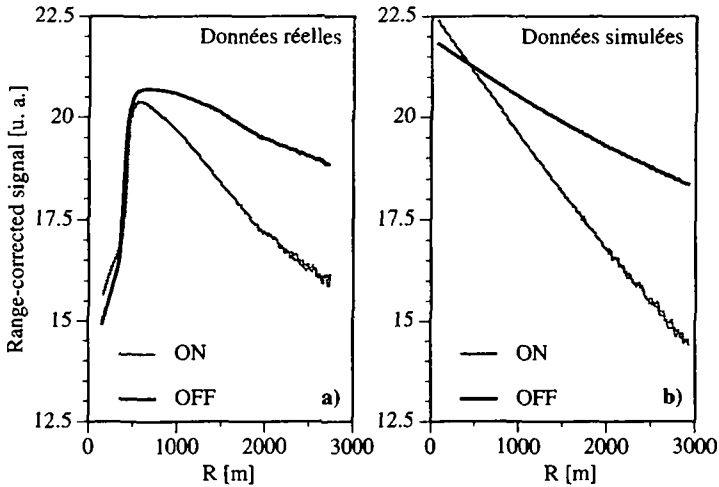


Figure 8: a) "Range-corrected signals" pour les données réelles.
b) "Range-corrected signals" pour les données simulées.

1.3 - Construction du signal simulé

Dans le paragraphe précédent, un modèle de l'erreur statistique du signal lidar a été développé. Pour simuler le signal lui-même, il suffira de suivre la procédure décrite à la section III.3.4.

Le bruit a été introduit par l'extraction d'une variable aléatoire avec distribution gaussienne, dont la valeur moyenne et la déviation standard ont été fixées à partir, respectivement, du signal et de l'erreur simulés, en correspondance de chaque canal de l'ADC.

La bonne similitude entre les "range-corrected signals" réels et modélisés peut être observée à la figure 8. La différence au début de l'intervalle en distance est liée au recouvrement imparfait entre émission et détection dans la mesure.

2 - Vérification de l'algorithme d'analyse des données

Il s'agit ici d'utiliser le modèle du signal lidar et de son bruit, qui vient d'être développé, pour vérifier l'algorithme d'analyse des données décrit au chapitre III, notamment pour ce qui concerne le calcul de la concentration d'ozone et de son incertitude statistique. Pour atteindre ce but il est nécessaire de discuter d'abord l'erreur du signal.

2.1 - Erreur du signal

Comme il a été remarqué au chapitre III, pour accroître d'avantage le rapport signal sur bruit, les valeurs moyennes du signal sont déterminées dans des intervalles successifs en distance, qui contiennent plusieurs canaux de l'ADC. En se limitant aux solutions plus simples, la procédure adoptée pour réduire la fluctuation du signal peut être soit la moyenne arithmétique, soit la régression linéaire et les données qui subissent ce traitement peuvent être aussi sous forme de "range-corrected signal". À ce propos, il est bien de rappeler ici les relations (III.12) et (III.13) qui permettent de passer du signal p au "range-corrected signal" z :

$$z_j = \ln(p_j R_j^2) \quad (32)$$

$$\sigma_{z_j}^2 = \frac{\sigma_{p_j}^2}{p_j^2} \quad (33)$$

Il faut maintenant établir quel est l'algorithme qui minimise l'erreur de la valeur moyenne du signal. Bien que la décroissance du signal lidar semble s'accorder mieux avec une droite qu'avec une constante, il peut être démontré que la moyenne pondérée exprimée par les égalités (III.14) - (III.16) équivaut à la régression linéaire. Soit (x_i, y_i) une série de N points. Dans l'hypothèse que l'erreur de l'abscisse est négligeable par rapport à celle de l'ordonnée, le point représentatif de la série peut être calculé par la moyenne pondérée:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1, \dots, N} \frac{x_i}{\sigma_{y_i}^2}}{\sum_{i=1, \dots, N} \frac{1}{\sigma_{y_i}^2}} \quad (34)$$

$$\bar{y} = \frac{\sum_{i=1, \dots, N} \frac{y_i}{\sigma_{y_i}^2}}{\sum_{i=1, \dots, N} \frac{1}{\sigma_{y_i}^2}} \quad (35)$$

d'où:

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{\sum_{i=1, \dots, N} \frac{1}{\sigma_{y_i}^2}} \quad (36)$$

L'interception et la pente de la régression linéaire du même ensemble de points sont donnée, respectivement, par:

$$a = \frac{\sum_{i=1, \dots, N} \frac{x_i^2}{\sigma_{y_i}^2} \sum_{i=1, \dots, N} \frac{y_i}{\sigma_{y_i}^2} - \sum_{i=1, \dots, N} \frac{x_i}{\sigma_{y_i}^2} \sum_{i=1, \dots, N} \frac{x_i y_i}{\sigma_{y_i}^2}}{\Delta} \quad (37)$$

$$\sigma_a^2 = \frac{\sum_{i=1, \dots, N} \frac{x_i^2}{\sigma_{y_i}^2}}{\Delta} \quad (38)$$

$$b = \frac{\sum_{i=1, \dots, N} \frac{1}{\sigma_{y_i}^2} \sum_{i=1, \dots, N} \frac{x_i y_i}{\sigma_{y_i}^2} - \sum_{i=1, \dots, N} \frac{x_i}{\sigma_{y_i}^2} \sum_{i=1, \dots, N} \frac{y_i}{\sigma_{y_i}^2}}{\Delta} \quad (39)$$

$$\sigma_b^2 = \frac{\sum_{i=1, \dots, N} \frac{1}{\sigma_{y_i}^2}}{\Delta} \quad (40)$$

où:

$$\Delta = \sum_{i=1, \dots, N} \frac{1}{\sigma_{y_i}^2} \sum_{i=1, \dots, N} \frac{x_i^2}{\sigma_{y_i}^2} - \left(\sum_{i=1, \dots, N} \frac{x_i}{\sigma_{y_i}^2} \right)^2 \quad (41)$$

L'ordonnée du point moyen peut alors être calculée à partir des paramètres de la régression:

$$y^* = a + b \bar{x} \quad (42)$$

d'où, à partir des équation (34), (35), (37), (39) et (41):

$$y^* = \bar{y} \quad (43)$$

La formule de propagation des erreurs appliqué à l'égalité (42) donne:

$$\sigma_{y^*}^2 = \sigma_a^2 + \sigma_b^2 \bar{x}^2 \quad (44)$$

Cette relation n'est pas indépendante d'une translation de l'axe des abscisses:

$$x'_i = x_i - c \quad (45)$$

Il peut être prouvé que l'erreur de y^* atteint sa valeur minimale:

$$\sigma_{y^*} = \sigma_{\bar{y}} \quad (46)$$

lorsque:

$$c = \bar{x} \quad (47)$$

La démonstration - basée sur les équations (36), (38), (40), (41), (44) et (45) - est un peu longue, mais assez facile une fois qu'il est reconnu que le terme Δ est invariant pour une translation. La régression linéaire a été donc écartée, vu qu'elle ne donne pas une valeur de l'erreur statistique inférieure à celle déterminée par la moyenne pondérée, même aux prix d'une complexité supérieure.

Il reste à voir maintenant s'il convient d'appliquer la moyenne pondérée au signal ou au "range-corrected signal". Selon (36) l'erreur de la valeur moyenne du "range-corrected signal" est:

$$\sigma_{\bar{z}}^2 = \frac{1}{\sum_{i=1, \dots, N} \frac{1}{\sigma_{z_i}^2}} \quad (48)$$

Suivant (33), l'égalité (48) peut être regardée comme une façon alternative de calculer l'erreur relative du signal à partir de la moyenne pondérée du "range-corrected signal":

$$\left[\frac{\sigma_{\bar{p}}}{\bar{p}} \right]_z^2 = \frac{1}{\sum_{i=1, \dots, N} \frac{p_i^2}{\sigma_{p_i}^2}} \quad (49)$$

Vu que la différence:

$$\left[\frac{\sigma_{\bar{p}}}{\bar{p}} \right]^2 - \left[\frac{\sigma_{\bar{p}}}{\bar{p}} \right]_z^2 = \frac{\sigma_{\bar{p}}^2}{\bar{p}^2} - \frac{1}{\sum_{i=1, \dots, N} \frac{p_i^2}{\sigma_{p_i}^2}} = \sigma_{\bar{p}}^2 \left[\frac{1}{\bar{p}^2} - \frac{\sum_{i=1, \dots, N} \frac{1}{\sigma_{p_i}^2}}{\sum_{i=1, \dots, N} \frac{p_i^2}{\sigma_{p_i}^2}} \right] = \sigma_{\bar{p}}^2 \left[\frac{1}{\bar{p}^2} - \frac{1}{p^2} \right] \quad (50)$$

est supérieure ou égale à 0, car la moyenne des p_i^2 est toujours supérieure ou égale au carré de la moyenne des p_i , la méthode qui consiste à calculer d'abord le "range-corrected signal" et après sa valeur moyenne donne l'erreur la plus petite et donc a été retenue. Le modèle peut compléter cette information en indiquant de combien l'erreur est surestimée par l'autre procédure. Les quatre cas qui seront considérés couvrent la totalité des valeurs utilisées en pratique (nombre de canaux de l'ADC à partir desquels la valeur moyenne du signal est calculée égal à 4, 8, 16 ou 32 correspondant à l'intervalle en distance ΔR de 60, 120, 240 ou 480 m).

La conclusion qui peut être formulée à partir de la figure 9 est que les deux méthodes susmentionnées diffèrent de façon significative avec un ΔR grand et pour des petites distances. En fait, le signal dévie d'une constante plus que le "range-corrected signal" surtout dans ces deux cas.

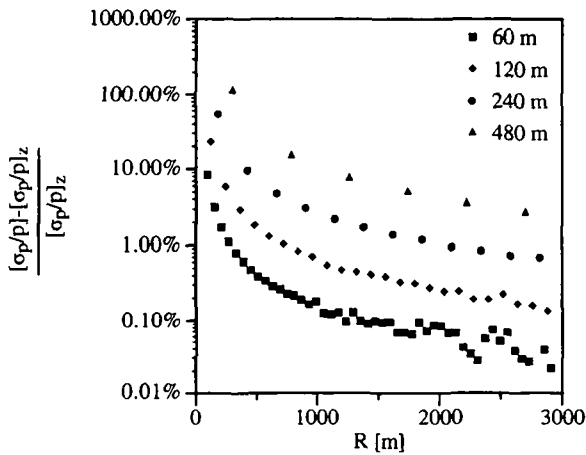


Figure 9: Différence relative entre les erreurs statistiques du signal OFF déterminées avec le simple calcul de la valeur moyenne et avec le calcul de la valeur moyenne précédé par celui du "range-corrected signal", pour quatre largeurs de ΔR . (Données simulées).

2.2 - Concentration d'ozone et son erreur

2.2.1 - Effet de la correction sur l'erreur de la concentration

Finalement, le modèle est appelé à contrôler les performances du traitement des données en ce qui en constitue le coeur: la détermination de la concentration d'ozone et de son erreur.

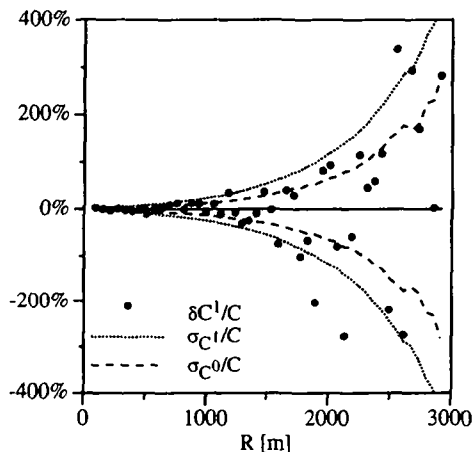


Figure 10: Différence relative entre la concentration d'ozone reconstruite et simulée (points). Les lignes pointillées représentent l'erreur statistique de la concentration d'ozone. Les lignes traitillées représentent le même erreur au cas où la propagation de l'erreur n'ait pas été appliquée à l'algorithme correctif. (Données simulées, $\Delta R = 60$ m).

Encore une fois, l'exactitude des résultats finaux peut être vérifiée à partir du modèle. Suivant les notations du chapitre III, soient C la concentration simulée, C^0 et C^1 celles reconstruites sans et, respectivement, avec correction. Par les lois de la statistique, la différence en valeur absolue entre C^1 et C doit être inférieure à l'erreur avec une probabilité de 68 %. Dans le modèle, cette condition est vérifiée:

- avec une fréquence de 79 ± 13 %, si dans le calcul de l'incertitude de la concentration la propagation de l'erreur a été appliquée à l'algorithme correctif,
- avec une fréquence de 44 ± 10 %, si dans le calcul de l'incertitude de la concentration la propagation de l'erreur n'a pas été appliquée à l'algorithme correctif.

Dans le deuxième cas, la fréquence n'est pas compatible avec la valeur théorique parce que l'indétermination de C^0 est plus petite (environ 55 %) de celle de C^1 (figure 10). En conclusion, l'application de la formule de propagation de l'erreur à l'algorithme de correction empêche la sous-estimation de l'erreur statistique de la concentration d'ozone.

2.2.2 - Effet de ΔR sur l'erreur de la concentration

Dans le chapitre III, la concentration d'ozone non corrigée a été exprimée par les équations (III.18) et (III.19), qui sont équivalentes à la suivante:

$$C_i^0 = \frac{1}{2 \Delta \sigma} \frac{\ln\left(\frac{\bar{p}_{i+1}^{OFF}}{\bar{p}_{i+1}^{ON}}\right) - \ln\left(\frac{\bar{p}_i^{OFF}}{\bar{p}_i^{ON}}\right)}{\Delta R} \quad (51)$$

L'erreur statistique peut être calculée à partir de la formule de propagation des erreurs:

$$\begin{aligned} \sigma_{C_i^0}^2 = & \left(\frac{\partial C_i^0}{\partial \bar{p}_{i+1}^{OFF}} \right)^2 \sigma_{\bar{p}_{i+1}^{OFF}}^2 + \left(\frac{\partial C_i^0}{\partial \bar{p}_{i+1}^{ON}} \right)^2 \sigma_{\bar{p}_{i+1}^{ON}}^2 + \\ & + \left(\frac{\partial C_i^0}{\partial \bar{p}_i^{OFF}} \right)^2 \sigma_{\bar{p}_i^{OFF}}^2 + \left(\frac{\partial C_i^0}{\partial \bar{p}_i^{ON}} \right)^2 \sigma_{\bar{p}_i^{ON}}^2 \end{aligned} \quad (52)$$

En observant que:

- toute dérivée aux membre de droite de l'égalité (52) est proportionnelle à $1/\Delta R$,
- doubler ΔR - tout en gardant fixé son centre - équivaut grosso modo à doubler l'échantillon statistique et donc à réduire d'un facteur $\sqrt{2}$ l'erreur du signal,

il est facile de conclure que doubler ΔR signifie réduire d'un facteur $2\sqrt{2}$ l'erreur de la concentration non corrigée. La figure 11, construite à partir du modèle, montre que même l'erreur de la concentration corrigée suit approximativement ce comportement. L'augmentation des déviations à la longue distance est expliquée par le fait que l'importance relative de l'erreur statistique des corrections croît avec R , à cause des sommations dans les relations (III.47) et (III.48).

2.2.3 - Une méthode alternative pour calculer la concentration

La reconstruction de la concentration d'ozone est basée sur la dérivation du logarithme du rapport entre les signaux ou, ce qui est algébriquement équivalent, sur la dérivation de la

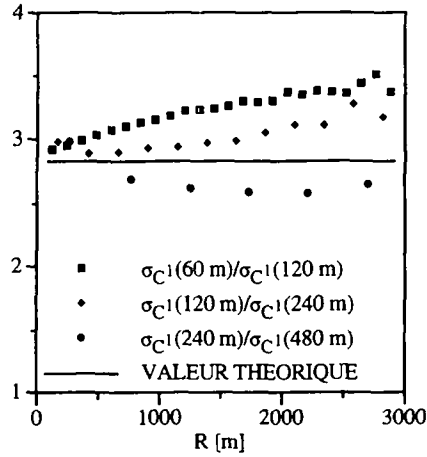


Figure 11: Rapport entre les erreurs statistiques de la concentration d'ozone avant et après avoir doublé ΔR : de 60 à 120 m (carrés), de 120 à 240 m (losanges) et de 240 à 480 m (points). La ligne représente $2/\sqrt{2}$, valeur théorique du rapport. (Données simulées).

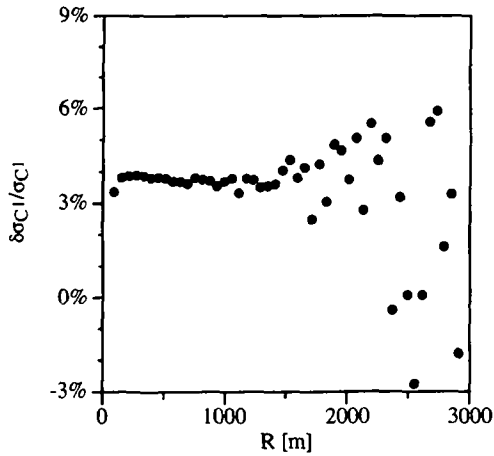


Figure 12: Différence relative entre l'erreur statistique de la concentration d'ozone calculée par une dérivation discrète et par une régression linéaire. (Données simulées, $\Delta R = 60$ m).

différence des “range-corrected signals” (voir section III.1). Dans le présent travail, une discrétisation de cette dernière procédure à partir des valeurs moyennes des “range-corrected signals” a été adoptée. Quelques auteurs, par contre, ont proposé de calculer la dérivée par une régression linéaire de la différence des “range-corrected signals”, considérée pour chaque canal de l’ADC [Sune94]. Cette méthode, en modélisant par une droite non pas les “range-corrected signals” mais leur différence, est virtuellement moins sensible aux variations des paramètres atmosphériques et devrait amener à une erreur plus petite de la concentration d’ozone. En réalité, le modèle montre que l’incertitude statistique se réduit seulement de 3 - 4 % (figure 12). Cette faible amélioration a été sacrifiée pour réduire le temps de calcul.

3 - Comparaison des méthodes d'estimation de l'erreur

Les deux algorithmes les plus répandues pour déterminer l'erreur statistique du signal lidar seront ici évoqués et comparés avec le traitement coup par coup, qui est le seul à mesurer rigoureusement la fluctuation du signal dans le temps. En absence de cette information, les procédures usuelles estiment l'indétermination aléatoire à partir d'un modèle basé sur les paramètres de l'instrument et sur les profils moyens d'extinction et de rétrodiffusion (méthode poissonnienne) [Scho74, Pelo82], ou de la fluctuation en fonction de la distance de la valeur moyenne du signal (méthode "a posteriori") [Sune94].

3.1 - Méthode poissonnienne

L'écart quadratique moyen du signal peut être calculée par la loi de Poisson à partir de n , nombre de photons détectés qui sont générés par la rétrodiffusion dans le temps de réponse du détecteur, dans le cas de la détection en comptage lorsque l'atmosphère n'est pas turbulente et le laser est stable.

Comme il a été montré à la section 1, cette détermination de la fluctuation ne peut pas toujours être appliqué avec succès aux mesures analogiques dans la basse troposphère: la méthode poissonnienne a entraîné une sous-estimation de l'erreur statistique du signal d'environ un facteur 5, pour les conditions expérimentales dans lesquelles le système DIAL de l'EPFL a récolté son échantillon de données.

3.2 - Méthode "a posteriori"

3.2.1 - Description

Dans cette méthode l'erreur statistique est reconstruite à partir de la fluctuation du signal en fonction de la distance. La dispersion de l'ensemble des points expérimentaux est en fait liée à leur variance individuelle. Soient p_i les valeurs moyennes dans le temps de l'ADC pour N canaux correspondants aux distances R_i . Encore une fois, pour couvrir la plage de variation utilisée couramment, N sera égal à 4, 8, 16 ou 32, équivalant à un intervalle ΔR de 60, 120, 240 ou 480 m. L'erreur statistique des p_i , relative à un des ΔR , peut être calculée par quatre procédures, dont celles marquées par B et D sont basées sur l'équation (33).

A - Moyenne arithmétique du signal:

$$\left[\sigma_{p_i} \right]_A = \sqrt{\frac{\sum_{i=1, \dots, N} (p_i - c)^2}{N - 1}} \quad (53)$$

où c est la moyenne arithmétique des p_i .

B - Moyenne arithmétique du "range-corrected signal":

$$\left[\frac{\sigma_{p_i}}{p_i} \right]_B = \sqrt{\frac{\sum_{i=1, \dots, N} (z_i - c)^2}{N - 1}} \quad (54)$$

où c est la moyenne arithmétique des z_i .

C - Régression linéaire sur le signal:

$$\left[\sigma_{p_i} \right]_C = \sqrt{\frac{\sum_{i=1, \dots, N} [p_i - (a + b R_i)]^2}{N - 2}} \quad (55)$$

où a et b sont, respectivement, l'interception et la pente de la régression linéaire sur les points (R_i, p_i) .

D - Régression linéaire sur le "range-corrected signal":

$$\left[\frac{\sigma_{p_i}}{p_i} \right]_D = \sqrt{\frac{\sum_{i=1, \dots, N} [z_i - (a + b R_i)]^2}{N - 2}} \quad (56)$$

où a et b sont, respectivement, l'interception et la pente de la régression linéaire sur les points (R_i, z_i) .

Chacune des procédures qui viennent d'être décrite correspond à un modèle:

- en A et C le signal est modélisé, respectivement, par une constante et par une droite,
- en B et D le "range-corrected signal" est modélisé, respectivement, par une constante et par une droite.

Dans les formules (53) - (56), la déviation systématique des points expérimentaux par rapport au modèle est sommée avec leur fluctuation aléatoire en entraînant une surestimation de l'erreur

statistique. L'ampleur de cet effet est plus important pour ΔR grand et R petit car le signal et le "range-corrected signal" s'écartent toujours plus d'une constante ou d'une droite au fur et à la mesure que ΔR croît et R diminue. En rappelant que la régression linéaire est un modèle meilleur que la moyenne arithmétique et que le signal dévie d'une constante ou d'une droite plus que le "range-corrected signal", l'estimation la plus correcte de l'erreur devrait être fournie par le schéma D suivi, en ordre de précision à parité de ΔR , par les procédures C, B et A. L'exactitude de la reconstruction de la fluctuation peut être appréciée, non seulement par la petite valeur absolue de l'erreur calculée, mais aussi par sa dépendance en fonction de la distance: par la relation (8), le logarithme du rapport entre l'erreur relative et la distance devrait être une fonction approximativement linéaire de R . La figure 14 confirme que la méthode D est à retenir, car elle satisfait le plus aux conditions susmentionnées, et que les déformations de la procédure C augmentent avec ΔR et décroissent avec R . Ces deux dernières conclusions peuvent être étendues aux méthodes A et B, bien que seulement les points correspondants à $\Delta R = 60$ m aient été dessinés, pour éviter de trop compliquer le graphique.

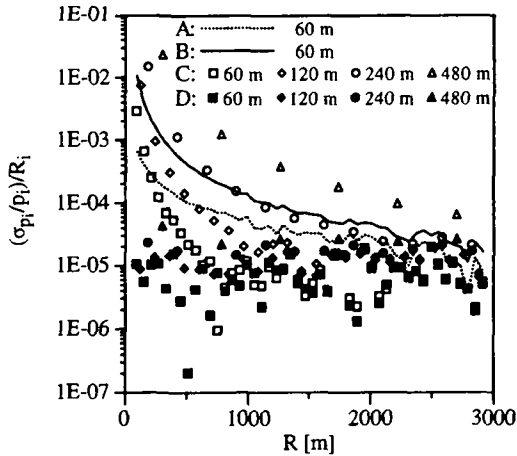


Figure 14: Rapport entre l'erreur statistique relative du signal et la distance selon quatre procédures "a posteriori" (A, B, C et D) appliquées pour quatre largeurs de ΔR . (Données simulées).

La forte oscillation de l'erreur calculée rend difficile soit la distinction des résultats du schéma D qui diffèrent par la largeur de ΔR , soit la comparaison de cette méthode "a posteriori" avec le traitement coup par coup. Pour s'affranchir de cette limitation, la régression linéaire du logarithme du rapport entre l'erreur relative et la distance a été calculée, dans le cas D, pour chaque ΔR (figure 15).

Comme prévu, la figure 15 indique que la valeur de l'erreur augmente avec la largeur de l'intervalle. La pente négative observée pour $\Delta R = 480$ m est liée à la surestimation du premier point du graphique par la méthode "a posteriori". En fait, aux petites distances et pour un intervalle si long, la droite issue de la régression linéaire utilisée dans la méthode D s'écarte sensiblement du "range-corrected signal".

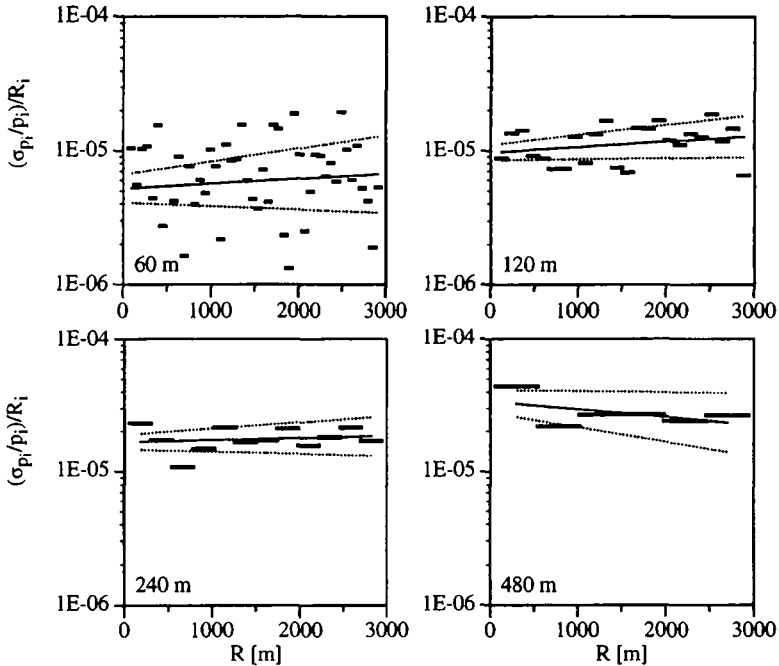


Figure 15: Régression du rapport entre l'erreur statistique relative du signal et la distance, selon la procédure "a posteriori" D, appliquée pour quatre largeurs de ΔR (ligne). Les lignes pointillées représentent l'écart quadratique moyen de la régression. (Données simulées).

3.2.2 - Comparaison

L'erreur statistique du signal calculée par l'algorithme "a posteriori" peut être maintenant comparé avec celle modélisée par la méthodologie coup par coup (figure 16).

En examinant la figure 16 il peut être conclu que, sans compter l'incertitude des droites, le rapport entre l'estimation de l'erreur statistique du signal, fournie par l'algorithme "a posteriori", et la valeur modélisée se situe parmi 1.3 et 9 (1.4, 1.9, 5 et 7 en valeur moyenne pour $\Delta R = 60, 120, 240$ et 480 m, respectivement), ce qui représente une performance meilleure par rapport à la méthode poissonnienne au cas où $\Delta R < 240$ m.

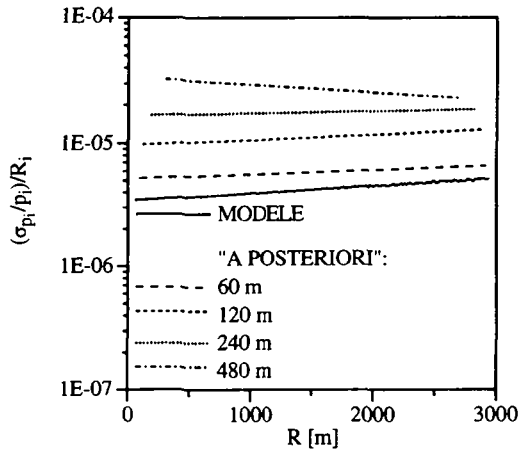


Figure 16: Rapport entre l'erreur statistique relative du signal et la distance, selon les méthodes coup par coup et "a posteriori", pour quatre largeurs de ΔR . (Données simulées).

4 - Conclusions

Un modèle phénoménologique de l'erreur statistique du signal lidar a été développé, sur la base des mesures effectuées par le système DIAL de l'EPFL entre 500 et 1500 m d'altitude du sol, dans différentes conditions expérimentales et atmosphériques:

$$\frac{\sigma_p(R)}{p(R)} = \frac{1}{\sqrt{N_s} \tau_D} \left(\mathcal{A} + \frac{\mathcal{B}}{\sqrt{n^0 \zeta(R) \frac{A}{R^2} \beta(R) \frac{c}{2} \exp \left\{ -2 \int_0^R [\sigma C(R') + \alpha(R')] dR' \right\}}} \right) \quad (57)$$

où:

$$\mathcal{A} = 0.021 \pm 0.008 \text{ ns}^{1/2} \quad (58)$$

$$\mathcal{B} = 5.7 \pm 0.3 \text{ photoélectron}^{1/2} \quad (59)$$

avec les notations définies au chapitre I et en ayant indiquée par N_s le nombre de coups laser.

La simulation du signal et de sa fluctuation, construite selon l'équation lidar (I.14) et le modèle, a été utilisée pour contrôler l'algorithme de traitement des données, en confirmant que la formule de propagation de l'erreur doit être appliquée au calcul de la correction de la concentration d'ozone pour éviter la sous-estimation de l'erreur statistique.

Finalement, les méthodologies usuelles de détermination de l'incertitude ont été étudiées grâce à la simulation, en montrant que leur application maladroite peut mener à une fausse estimation de l'erreur statistique.

Références

- [Bana87] Banakh V. A. and Mironov V. L. (1987) *Lidar in a turbulent atmosphere*. Artech House, Norwood, USA.
- [Elba76] Elbaum M. and Diamant P. (1976) "SNR in photocounting images of rough objects in partially coherent light" *Appl. Opt.* **15**, 2268-2275.
- [Fran77] Françon M. (1977) *La granularité laser (speckle)*. Masson, Paris, France.
- [Good88] Good R. E., Beland R. R., Murphy E. A., Brown J. H. and Dewan E. M. (1988) "Atmospheric models of optical turbulence" in *Modeling of the atmosphere* (edited by Rothman L. S.), pp. 165-186. SPIE, Bellingham, USA.
- [Hawl93] Hawley J. G., Targ R., Henderson S. W., Hale C. P., Kavaya M. J. and Moerder D. (1993) "Coherent launch-site atmospheric wind sounder: theory and experiment" *Appl. Opt.* **32**, 4557-4568.
- [Hill80] Hill R. J., Clifford S. F. and Lawrence R. S. (1980) "Refractive-index and absorption fluctuations in the infrared caused by temperature, humidity, and pressure fluctuations" *J. Opt. Soc. Am.* **70**, 1192-1205.
- [Holm83] Holmes J. F. (1983) "The effects of target-induced speckle, atmospheric turbulence, and beam pointing jitter on the errors in remote sensing measurements" in *Optical and laser remote sensing* (edited by Killinger D. K. and Mooradian A.), pp. 164-169. Springer-Verlag, Berlin, Germany.
- [Hutt94] Hutt D. L., Bissonnette L. R. and Durand L. (1994) "Multiple field of view lidar returns from atmospheric aerosols" *Appl. Opt.* **33**, 2338-2348.
- [Jin 93] Jin Y. (1993) *Electromagnetic scattering modelling for quantitative remote sensing*. World Scientific Publishing, Singapore.
- [Khme73] Khmelevtsov S. S. (1973) "Propagation of laser radiation in a turbulent atmosphere" *Appl. Opt.* **12**, 2421-2433.
- [Kill81] Killinger D. K. and Menyuk N. (1981) "Effect of turbulence-induced correlation on laser remote sensing errors" *Appl. Phys. Lett.* **38**, 968-970.
- [Lawr70] Lawrence R. S. and Strohbehn J. W. (1970) "A survey of clear-air propagation effects relevant to optical communications" *Proc. of the IEEE* **54**, 1523-1545.

- [Maed90] Maeda M., Sibata T. and Akiyoshi H. (1990) "Optimum wavelengths in solar-blind UV ozone lidars" *Japanese J. Appl. Phys.* **29**, 2843-2846.
- [Meas92] Measures R. M. (1992) *Laser remote sensing*. Krieger Publishing Company, Malabar, USA.
- [Mégi80] Mégie G. and Menzies R. T. (1980) "Complementarity of UV and IR differential absorption lidar for global measurements of atmospheric species" *Appl. Opt.* **19**, 1173-1183.
- [Meny85] Menyuk N., Killinger D. K. and Menyuk C. R. (1985) "Error reduction in laser remote sensing: combined effects of cross correlation and signal averaging" *Appl. Opt.* **24**, 118-131.
- [Papa90] Papayannis A., Ancellet G., Pelon J. and Mégie G. (1990) "Multiwavelength lidar for ozone measurements in the troposphere and the lower stratosphere" *Appl. Opt.* **29**, 467-476.
- [Pelo82] Pelon J. and Mégie G. (1982) "Ozone monitoring in the troposphere and lower stratosphere: evaluation and operation of a ground-based lidar station" *J. Geophys. Res.* **87**, 4947-4955.
- [Scho74] Schotland R. M. (1974) "Errors in the lidar measurement of atmospheric gases by differential absorption" *J. Appl. Meteor.* **13**, 71-77.
- [Stul88] Stull R. B. (1988) *An introduction to boundary layer meteorology*. Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, The Netherlands.
- [Sune94] Sunesson J. A., Apituley A. and Swart D. P. J. (1994) "Differential absorption lidar system for routine monitoring of tropospheric ozone" *Appl. Opt.* **33**, 7045-7058.
- [Weic90] Weichel H. (1990) *Laser beam propagation in the atmosphere*. SPIE, Bellingham, USA.
- [Zuev76] Zuev V. E. (1976) "Laser-light transmission through the atmosphere" in *Laser monitoring of the atmosphere* (edited by Hinkley E. D.), pp. 29-69. Springer-Verlag, Berlin, Germany.

Mesure simultanée de l'ozone et du vent

Le vent joue un rôle très important dans l'évolution de la pollution de l'air [Lyon92, Kass95]. Une compréhension approfondie des complexes phénomènes physico-chimiques qui régissent le comportement de l'atmosphère demande donc la mesure simultanée de la concentration des polluants et de la vitesse du vent [Barb87]. Pour atteindre ce but, jusqu'à maintenant, deux systèmes différents ont été utilisés en même temps: récemment, par exemple, dans l'étude de la dynamique de l'ozone troposphérique, un système DIAL a été couplé à un radar RASS (Radio Acoustic Sounding System) [Scha94].

Parmi les nombreuses techniques anémométriques existantes, comme, par exemple, senseurs mécaniques, ballons sonde, systèmes sodar et radars Doppler, les méthodes lidar gagnent toujours plus d'importance [Clif94, Nash94, Gran95]. L'avantage de la télédétection sur les capteurs ponctuels est de fournir une valeur moyenne dans l'espace et dans le temps, indépendante des effets locaux induits, par exemple, par des grands tourbillons. Pour cette raison, entre autres, des sodars commerciaux simples et économiques sont couramment employés, bien que leur portée restreinte en limite l'application. Au cas où des mesures routinières de vent sur échelle régionale sont nécessaires pour les prévisions météorologiques, le radar est préféré à cause de sa simplicité, de son coût modeste et de son fonctionnement long et fiable en toute condition. Par contre, la résolution spatio-temporelle élevée, la capacité de balayer l'espace et la compacité font du lidar l'instrument privilégié pour étudier la dynamique des masses d'air dans la couche limite planétaire, surtout sur des terrains complexes. De plus, l'anémométrie par laser, à la différence des autres techniques, offre l'avantage de pouvoir mesurer en même temps la concentration des polluants et la vitesse du vent. Cette possibilité a été exploitée par le système DIAL de l'EPFL qui, grâce à la méthodologie coup par coup, peut observer le comportement dynamique de l'atmosphère, ne se limitant pas à la seule détermination de l'ozone [Duri94, Duri96, Fior96a, Fior96b].

La composante horizontale de la vitesse du vent est déterminée par les senseurs mécaniques, les ballons sonde, les systèmes sodar et les radars Doppler avec une précision typique, dans l'ordre, de 0.3, 1 - 3, 2 et 3 - 5 m/s [Aman92, Theo92, Clif94, Nash94].

Avant de discuter les performances des instruments laser, deux méthodes de mesure doivent être distinguées: celle par effet Doppler [Bilb80, Clif94, Gran95] et celle par corrélation [Derr70, Clif94, Gran95]. Dans le premier cas la différence entre la longueur d'onde des signaux émis et rétrodiffusés est déterminée, dans le deuxième il s'agit d'observer le mouvement des inhomogénéités dans la concentration des aérosols. Le lidar Doppler peut atteindre une étendue du profil entre 0 et 30 km [Haw193, Clif94], une résolution spatio-temporelle de $60 \text{ m} \times 30 \text{ s}$ et une précision de 0.34 m/s et de 8° [Clif94]. Les comparaisons avec les sondes et les sodars indiquent pour l'erreur des valeurs de l'ordre de 1 - 3 m/s et $10 - 20^\circ$ [Chin89, Clif94]. La technique de corrélation peut reconstruire la vitesse du vent du sol jusqu'à 2 km [Kole88, Pii95] en 165 s avec un pas de 15 m et une précision de 0.03 - 0.1 m/s et de $0.4 - 2^\circ$ [Scho92, Pii95]. Les résultats des expériences d'étalonnage suggèrent que l'erreur est autour de 0.1 - 2 m/s et $10 - 30^\circ$ [Hoop86, Bela91, Clif94].

Dans ce chapitre, après avoir traité la théorie de la mesure du vent par corrélation (section 1), l'application aux données récoltées par le système DIAL de l'EPFL sera décrite en détail (section 2). Pour rendre la lecture plus aisée, l'altitude est définie relativement au lidar et toutes les figures - sauf indication contraire - sont basées sur un seul fichier (7 du 13 septembre 94).

1 - Théorie de la mesure du vent par corrélation

1.1 - Principe

La mesure de la vitesse du vent par corrélation [Elor75, Srog80, Sasa82, Zuev83, Kole88, Scho92] est basée sur l'observation que les particules sont un bon indicateur du mouvement de l'air dans laquelle elles sont suspendues: la dynamique de l'atmosphère peut être inférée en examinant le déplacement des inhomogénéités dans la concentration des aérosols. La dimension de ces structures varie des millimètres aux kilomètres [Zuev77, Freh88], leur temps de vie de quelques secondes à quelques dizaines de secondes [Elor75, Zuev77].

Avec un lidar, les inhomogénéités dans la concentration des aérosols sont observées comme des déviations par rapport à la valeur moyenne du signal détecté. En tournant le faisceau dans la direction du vent superficiel, avec une élévation ω relativement petite, sa vitesse radiale peut être mesurée à plusieurs altitudes h (figure 1). En s'appuyant sur l'observation générale

que les mouvements d'air, dans la couche limite planétaire, sont horizontaux et changent faiblement de direction avec l'altitude [Stul88], la vitesse du vent est finalement déterminée en multipliant la composante radiale par $\cos\omega$.

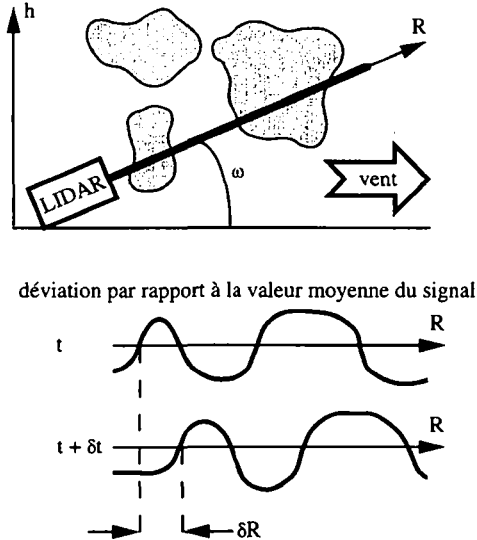


Figure 1: Principe de la mesure de la vitesse du vent par corrélation. Le lidar est dirigé dans la direction du vent avec une faible élévation ω . Les inhomogénéités dans la concentration des aérosols sont observées comme des déviations par rapport à la valeur moyenne du signal détecté. La vitesse radiale du vent est donnée par le rapport $\delta R/\delta t$.

1.2 - Formalisme

Dans la région de complet recouvrement entre faisceau et champ de vision - après avoir regroupé dans α et K , respectivement, les coefficients d'extinction et les termes indépendants de la distance à l'exception de l'énergie émise E - l'équation lidar (I.15) peut être écrite comme suit:

$$p(R) = K \frac{E}{R^2} \beta(R) \exp \left[-2 \int_0^R \alpha(R') dR' \right] \quad (1)$$

Pour observer les inhomogénéités dans la concentration des particules, il est nécessaire de construire une quantité sensible aux variations dans le coefficient de rétrodiffusion des aérosols. Le premier pas consiste en la définition du signal normalisé:

$$S(R) = \frac{R^2}{E} p(R) \quad (2)$$

qui est indépendant de la fluctuation de l'énergie émise et du facteur géométrique $1/R^2$. Pour chacun des N coups laser, la déviation fractionnaire [Elor75] peut être maintenant écrite:

$$f(R_i, t_n) = \frac{S(R_i, t_n) - \bar{S}(R_i)}{\bar{S}(R_i)} \quad (3)$$

où R_i est la distance correspondante au i-ième canal de numérisation de l'ADC, t_n est l'instant d'émission du n-ième coup laser et:

$$\bar{S}(R_i) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N S(R_i, t_n) \quad (4)$$

La déviation fractionnaire ainsi écrite est une bonne variable pour caractériser les inhomogénéités dans la concentrations des particules, parce qu'elle est proportionnelle à la variation dans le coefficient de rétrodiffusion des aérosols, car les changements de la rétrodiffusion moléculaire et du facteur exponentiel sont négligeables pendant une acquisition à cause, respectivement, de la lenteur dans l'évolution de la densité atmosphérique et du fait que l'intégral de l'extinction sur le chemin optique est faiblement sensible aux fluctuations locales dans la concentration des particules.

Un exemple de déplacement des inhomogénéités peut être observé à la figure 2, où les déviations fractionnaires ont été reconstruites à partir des valeurs moyennes des signaux, calculées avec une résolution spatio-temporelle de $60 \text{ m} \times 12 \text{ s}$. Un soin particulier doit être dédié au choix de l'intervalle de temps, car son élargissement implique la diminution, au même temps, des erreurs et des amplitudes: 12 s représente un bon compromis où les erreurs sont assez petites, sans que les amplitudes soient trop réduites.

Bien que sur la base de la figure 2 une vitesse radiale de 6.5 m/s puisse être extraite - à titre indicatif - dans l'intervalle en distance entre 690 et 1080 m, en général la mesure du vent à partir des déviations fractionnaires n'est pas toujours si évidente et une méthode plus sensible doit être formulée: l'algorithme recherché devrait additionner l'information sur le mouvement

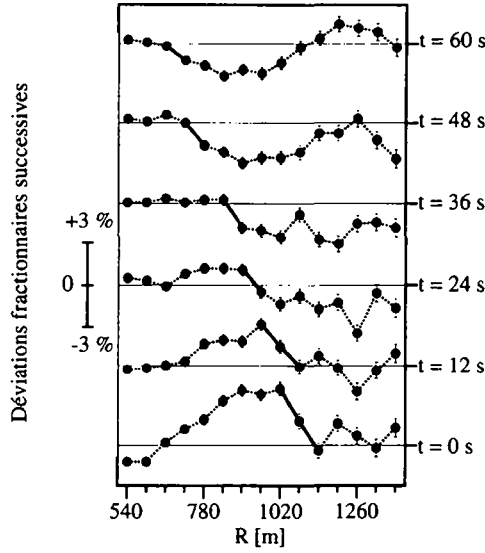


Figure 2: Déplacement des inhomogénéités dans la concentration des aérosols le long du faisceau laser. Les déviations fractionnaires ont été calculées à partir du signal OFF avec une résolution spatio-temporelle de 60 m \times 12s.

des inhomogénéités, qui est contenue dans toutes les déviations fractionnaires. Pour atteindre ce but, la corrélation [Elor75] en fonction de l'indice de retard L a été définie, dans l'intervalle en altitude $[h_A, h_B]$, par:

$$\rho(L; h_A, h_B) = \frac{1}{\sigma_L \sigma} \sum_{i=A}^B \sum_{n=1}^{N-1} f(R_i, t_n) f(R_i + L \delta R, t_n + \delta t) \quad (5)$$

où:

$$\sigma^2 = \sum_{i=A}^B \sum_{n=1}^{N-1} f^2(R_i, t_n) \quad (6)$$

$$\sigma_L^2 = \sum_{i=A}^B \sum_{n=1}^{N-1} f^2(R_i + L \delta R, t_n + \delta t) \quad (7)$$

$$h_i = R_i \sin \omega \quad (8)$$

et les quantités δR et δt représentent la résolution spatiale et, respectivement, temporelle du lidar:

$$\delta R = R_{i+1} - R_i \quad (9)$$

$$\delta t = t_{n+1} - t_n \quad (10)$$

La relation entre vitesse radiale et indice de retard est donc donnée par:

$$v_R = L \frac{\delta R}{\delta t} \quad (11)$$

et la corrélation peut être exprimée en fonction de v_R . Dans ce cas, l'abscisse de la valeur maximale de ρ détermine directement la vitesse radiale effective, car elle correspond au déplacement des inhomogénéités qui a eu lieu entre deux déviations fractionnaires successives. Malheureusement, cette mesure peut être empêchée par le mauvais rapport signal sur bruit à cause, par exemple, de la distance: la corrélation est plus faible et ne présente pas un maximum bien défini. Deux cas, l'un favorable, l'autre non, sont présentés à la figure 3. Finalement, dans l'hypothèse que le lidar est tourné dans la direction du vent, avec élévation ω , le lien entre les vitesses horizontale et radiale est donné par:

$$v = v_R \cos \omega \quad (12)$$

Bien qu'en principe l'équation (12) puisse toujours être appliquée pour déterminer la composante parallèle au faisceau du vent horizontale, en pratique la mesure a été possible seulement lorsque le laser était grosso modo orienté dans la direction du mouvement d'air.

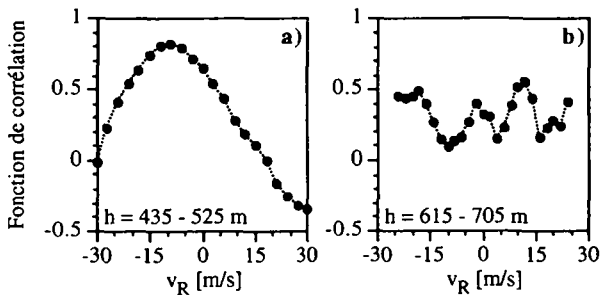


Figure 3: Deux exemples de corrélation en fonction de la vitesse radiale du vent. En a) le maximum est bien défini, en b) non.

2 - Mesure du vent par corrélation

Les données ici présentées ont été acquises dans le cadre de la campagne MEDCAPHOT - TRACE, décrite brièvement à la section III.5. Pendant trois jours, 18 fichiers ont été enregistrés, avec une élévation de 30°. L'azimut a été fixé à 40° par rapport à la direction du nord (figure III.26), parce que le mouvement global des masses d'air, dans le bassin Athénien, à la fin de l'été, est dominé par des vents de nord-est [Asim95].

Bien que pendant la mesure DIAL deux faisceaux laser soient envoyés dans l'atmosphère, seulement la rétrodiffusion OFF peut être utilisée pour la détermination simultanée de la vitesse du vent, car la longueur d'onde ON, à cause de son absorption par l'ozone, présente un rapport signal sur bruit insuffisant pour ce but. Chacun des profils examinés est reconstruit à partir d'environ 5000 signaux OFF, acquis avec un taux de répétition de 49 Hz.

2.1 - Algorithme

2.1.1 - Application du formalisme au cas concret

À cause du faible rapport signal sur bruit, il est impossible de construire la fonction de corrélation à partir des rétrodiffusions élémentaires. Pour résoudre ce problème, la valeur moyenne des signaux dans un certain intervalle en distance (r_R) et en temps (r_t) a été calculée. Logiquement, les variables r_R et r_t prennent la place, dans l'ordre, de δR et δt dans les définitions (5), (7) et (11).

A priori, il n'y a pas de critère pour préférer une valeur de résolution à une autre. La démarche suivie a consisté en la délimitation de l'ensemble de tous les couples (r_R , r_t) possibles et, à partir de chacun d'eux, effectuer une mesure de vent. Avec les valeurs ainsi obtenues, des histogrammes ont été construits et les estimateurs gaussiens, moyenne arithmétique et écart quadratique moyen, ont été retenus pour la détermination de la vitesse et de son erreur. De plus, la variation systématique des paramètres r_R et r_t assure que la reconstruction du profil de vent est indépendante de la géométrie et de l'évolution des inhomogénéités.

Le fait que la résolution finale est un multiple entier de celle de l'instrument implique:

$$r_R = j_R \delta R \quad j_R = 1, 2, 3, \dots \quad (13)$$

$$r_t = j_t \delta t \quad j_t = 1, 2, 3, \dots \quad (14)$$

Si la vitesse du vent est déterminée dans l'intervalle en altitude $[h_A, h_B]$, indiquées par I_R la largeur de l'intervalle en distance correspondant et par I_t la durée de l'acquisition, les limitations suivantes peuvent être écrites pour r_R et pour r_t :

$$r_R = \frac{I_R}{k} \quad k = 2, 3, 4, \dots \quad (15)$$

$$r_t \leq \frac{I_t}{2} \quad (16)$$

La valeur $k = 1$ ne peut pas être acceptée dans l'équation (15), parce qu'elle impliquerait une résolution tellement grossière qu'elle coïnciderait avec tout l'intervalle $[h_A, h_B]$, en rendant ainsi impossible la détermination de la vitesse. De la même façon, l'inégalité (16) dérive de la nécessité d'avoir au moins deux déviations fractionnaires pour pouvoir construire la fonction de corrélation.

Pour les fichiers ici considérés:

$$\delta R = 15 \text{ m} \quad (17)$$

$$\delta t = 1/49 \text{ s} \quad (18)$$

et, en général:

$$I_t = 100 \text{ s} \quad (19)$$

Pour ce qui concerne la largeur de l'intervalle en distance, la valeur:

$$I_R = 180 \text{ m} \quad (20)$$

a été retenue, car des essais préliminaires ont montré que l'adoption de cette valeur permet d'atteindre un rapport signal sur bruit suffisant à l'application de la technique de corrélation. L'intervalle en altitude correspondant est de 90 m, comme il peut être déduit de la relation (8). Afin de travailler dans la région de recouvrement entre émission et détection, les intervalles indiqués à la table 1 ont été définis.

Une deuxième quantité à fixer est l'indice de retard maximal L_{lim} . Ce paramètre limite la variation de L aux nombres entiers compris entre $-L_{lim}$ et $+L_{lim}$ dans le calcul de la corrélation. Sa valeur doit être choisie selon la dimension typique des inhomogénéités.

intervalle	h [m]
1	345 - 435
2	435 - 525
3	525 - 615
4	615 - 705
5	705 - 795
6	795 - 885

Table 1: Intervalles en altitude pour la mesure de la vitesse du vent.

Si, comme à la figure 2, les déviations fractionnaires présentent une conformation qui se reproduit approximativement avec une période de 400 m, les valeurs de l'indice de retard correspondantes à 400 m peuvent amener à un maximum secondaire de la fonction de corrélation dû à deux inhomogénéités successives et non pas à la même inhomogénéité transporté par le vent. Après avoir examiné les données et avoir consulté la littérature [Elor75], l'équation suivante a été écrite pour déterminer L_{lim} :

$$r_R L_{lim} = 360 \text{ m} \quad (21)$$

Le retard maximal sera divisé par deux dans le premier intervalle, à cause de sa proximité avec le début du recouvrement entre émission et détection. Avec cette précaution, la fonction de corrélation est toujours calculée lorsque le faisceau est entré dans le champ de vision.

À ce point, il se pose le problème de la précision et de l'étendue de la mesure par corrélation. La résolution en vitesse est donnée par:

$$r_v = \frac{r_R}{r_t} \quad (22)$$

tandis que la vitesse maximale mesurable est:

$$v_{lim} = L_{lim} r_v \quad (23)$$

Une résolution de quelques m/s et une vitesse maximale mesurable de l'ordre de 20 m/s sont bien adaptées aux vents présents dans la couche limite planétaire [Stul88]. Pour harmoniser le choix de ces valeurs avec δR (multiple entier de 3 m), les conditions sur r_v et v_{lim} ont été finalement exprimées par les inégalités suivantes:

$$r_v \leq 3 \text{ m/s} \quad (24)$$

$$v_{lim} \geq 18 \text{ m/s} \quad (25)$$

Les équations (13), (15), (17) et (20) impliquent:

$$r_R = 15, 30, 45, 60, 90 \text{ m} \quad (26)$$

tandis que les relations (14), (16), (18) et (19) ont comme conséquence:

$$1/49 \text{ s} \leq r_t \leq 50 \text{ s} \quad (27)$$

Finalement, l'ensemble de tous les couples (r_R, r_t) possibles pour la mesure du vent peut être défini suivant (21) - (26). Ses éléments sont décrits à la table 2, avec les valeurs correspondantes de la résolution en vitesse. Ces résultats sont compatibles avec l'inégalité (27).

Pour limiter le temps de calcul, r_t sera varié avec le pas d'une seconde. Donc, pour chaque intervalle en altitude, 34 graphiques de corrélations seront construits: 16 pour 15 m de résolution en distance, 11 pour 30 m, 6 pour 45 m et 1 pour 60 m. Un exemple des histogrammes de vitesse ainsi obtenus peut être observé à la figure 4.

r_R [m]	r_t [s]	r_v [m/s]
15	5 - 20	0.75 - 3
30	10 - 20	1.5 - 3
45	15 - 20	2.25 - 3
60	20	3

Table 2: Ensemble de tous les couples (r_R, r_t) possibles pour la mesure du vent, avec les valeurs correspondantes de la résolution en vitesse.

2.1.2 - Critère de rejet des mauvaises corrélations

Jusqu'ici, tous les graphiques des corrélations ont été considérés, sans se préoccuper de la définition du maximum qui, comme il a été remarqué à partir de la figure 3, peut être ambigu.

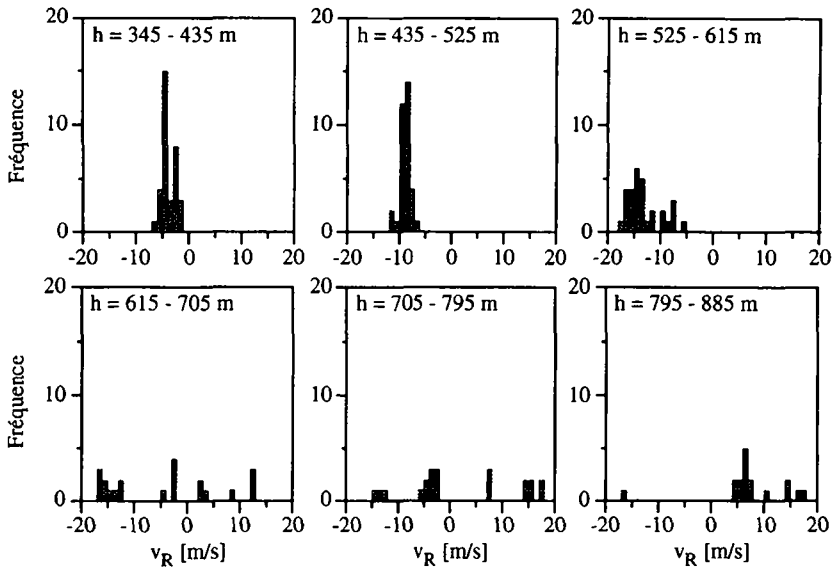


Figure 4: Histogramme de la vitesse radiale du vent pour les six intervalles en altitude.

Dans les trois premiers intervalles en altitude, la mesure montrée à la figure 4 est bien définie. La dégradation du rapport signal sur bruit avec la distance, déjà évidente au troisième intervalle, rend impossible la détermination à partir du quatrième, bien qu'il reste un résidu du pic autour de 15 m/s. À partir de 705 m d'altitude, commence la zone du bruit pur. Dans le sixième intervalle un petit pic semble apparaître mais, comme il sera montré, il s'agit d'une structure apparente dans le bruit.

Ces observations sont confirmées par la figure 5, où la corrélation atteignant la valeur la plus élevée a été dessiné pour chaque intervalle en altitude (les autres 33 graphiques sont semblables). Le maximum de la fonction est bien défini dans les trois premiers intervalles, bien que sa largeur augmente avec la distance, comme il était attendu à cause de la dégradation du rapport signal sur bruit. La valeur en corrélation est grande par rapport à celle obtenue avec des expériences comparables [Elor75]: ceci est expliqué par le haut taux de répétition du lidar de l'EPFL. Dans le quatrième intervalle, la largeur de la fonction et l'amplitude de ses variations empêchent la détermination d'un maximum. À partir de 705 m d'altitude, seulement des oscillations aléatoires peuvent être remarquées.

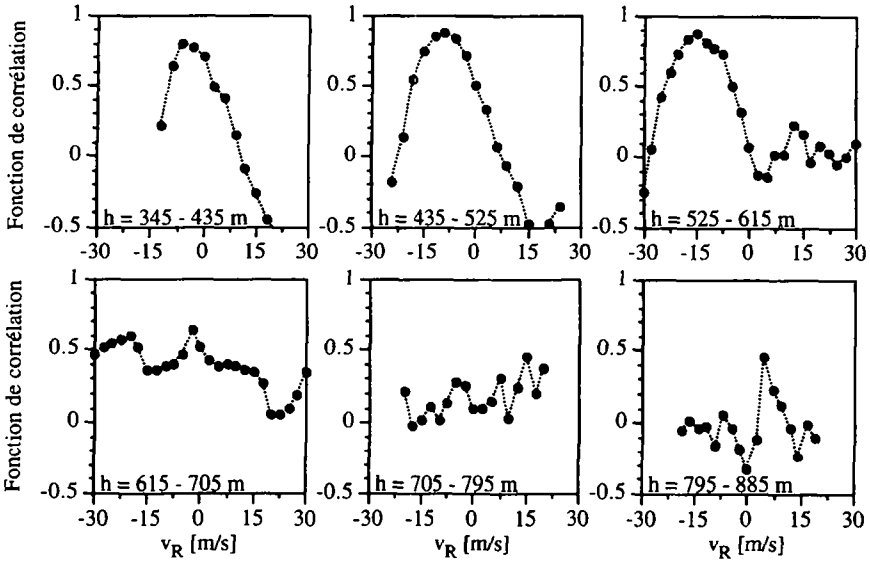


Figure 5: Graphique de la fonction de corrélation atteignant la valeur la plus élevée pour les six intervalles en altitude.

Une autre information intéressante est fournie par les graphes mosaïque du maximum de corrélation en fonction de la vitesse (figure 6). Comme il était prévisible, l'élargissement de la fonction de corrélation se traduit en une dispersion des nuages de points, de plus en plus importante avec l'augmentation de la distance, à l'exception du premier intervalle. Cette inversion de tendance est expliquée par l'effet dû au recouvrement entre émission et détection, qui est encore légèrement incomplet avant 435 m d'altitude. La corrélation est autour de 0.75 dans les trois premiers intervalles et inférieure ou égale à 0.5 après.

À partir de toutes ces considérations, la conclusion suivante peut être tirée: il ne suffit pas de considérer le maximum de la fonction de corrélation aveuglément, mais il est nécessaire d'en contrôler la forme et la valeur.

Pour atteindre ce but, un critère de rejet des fonctions mauvaises a été établi. La corrélation sera considérée non fiable si:

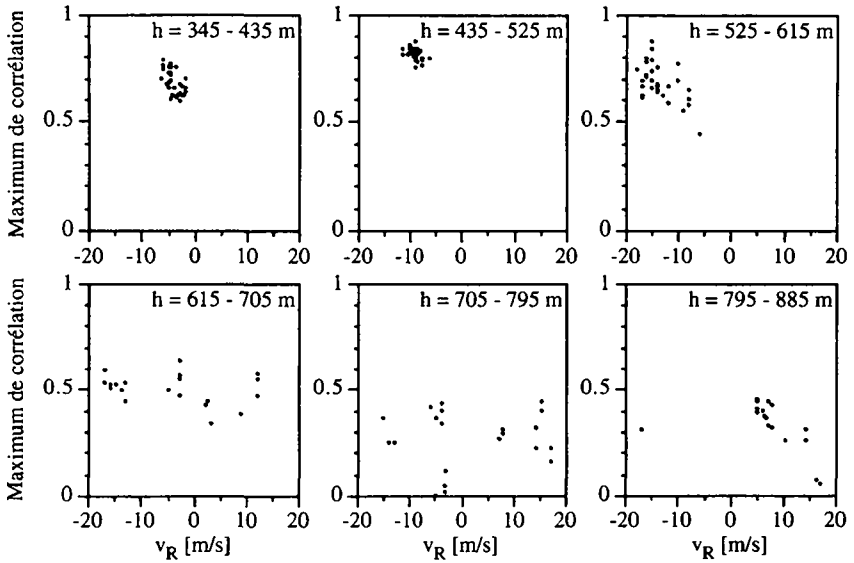


Figure 6: Graphe mosaïque du maximum de corrélation en fonction de la vitesse radiale du vent pour les six intervalles en altitude.

- le maximum est à un des bords,
- le maximum est bas (la valeur de la coupure a été choisie égale à 0.35, autour de la limite du bruit pure, comme il est suggéré par la figure 6),
- le maximum est mal défini (c'est-à-dire il est large ou double).

La première partie du critère de rejet a été formulée pour éviter de considérer les fonctions dont le maximum se trouve en dehors de l'intervalle de mesure, les deux autres découlent de l'observation des corrélations mauvaises aux figures 5 et 6. En général, les graphiques écartés sont ceux avec des valeurs petites de r_R et r_l (à cause du rapport signal sur bruit moins bon correspondant à la résolution plus fine).

L'application à l'œil du critère décrit ci-dessus rejette quelques uns des graphiques de corrélation des trois premiers intervalles en altitude et tous ceux à partir de 615 m. Le résultat final montre une amélioration évidente dans la définition du pic des histogrammes de vitesse (figure 7).

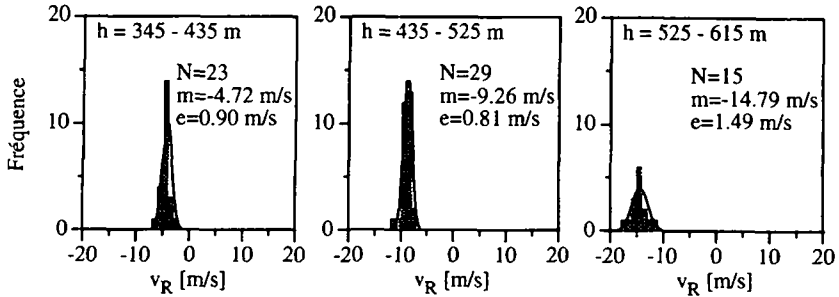


Figure 7: Histogramme de la vitesse radiale du vent pour les trois premiers intervalles en altitude, après l'application visuelle du critère de rejet des corrélations mauvaises. N indique le nombre de corrélations acceptées. Après avoir calculé la moyenne arithmétique (m) et l'écart quadratique moyen (e) la fonction gaussienne correspondante a été tracée.

2.1.3 - Automatisation du critère de rejet des mauvaises corrélations

À cause de la quantité non négligeable des fichiers à analyser, un effort a été fait pour automatiser l'algorithme de rejet. La codification des deux premières parties du critère ne présente pas de problèmes, mais la traduction en termes informatiques de la troisième est moins évidente. Après de nombreux essais la formulation suivante a été retenue.

- 1) Le maximum principal de la fonction de corrélation (L_{max}, ρ_{max}) est déterminé.
- 2) Le maximum secondaire (L'_{max}, ρ'_{max}) est recherché au-dehors des indices de retard:

$$L_{max} - L_{cut}, L_{max} - L_{cut} + 1, L_{max} - L_{cut} + 2, \dots \\ \dots, L_{max} + L_{cut} - 2, L_{max} + L_{cut} - 1, L_{max} + L_{cut} \quad (28)$$

où:

$$L_{cut} = \text{int} \left(L_{lim} \frac{I}{8} \right) \quad (29)$$

et:

$$I = 2, 3, 4, 5, 6 \quad (30)$$

est le numéro d'intervalle en altitude. Tous les valeurs de L_{cut} ont été résumées à la table 3. La diminution de L_{cut} en fonction de r_R permet de garder substantiellement inaltérée la zone où le maximum secondaire n'est pas recherché (comme il peut être vérifié aisément

en observant qu'elle correspond au double du produit de L_{cut} par r_R). Par contre, l'augmentation de L_{cut} avec la distance tient compte de l'élargissement de la fonction de corrélation dû à la dégradation du rapport signal sur bruit. Encore une fois, à cause de sa proximité avec le début du recouvrement entre émission et détection, le premier intervalle a été traité de manière spéciale, en lui attribuant les mêmes valeurs du deuxième.

r_R [m]	15	30	45	60
intervalle 1	6	3	2	1
intervalle 2	6	3	2	1
intervalle 3	9	4	3	2
intervalle 4	12	6	4	3
intervalle 5	15	7	5	3
intervalle 6	18	9	6	4

Table 3: Valeurs de L_{cut} pour les six intervalles en altitude.

- 3) Si le maximum secondaire est séparé du principal (double pic) ou trop élevé (pic large), la mesure est rejetée. En d'autres termes, la fonction de corrélation n'est pas acceptée si:

$$L'_{max} \neq L_{max} - L_{cut} - 1 \quad \text{ou} \quad L'_{max} \neq L_{max} + L_{cut} + 1 \quad (31)$$

ou:

$$\rho'_{max} > 0.75 \rho_{max} \quad (32)$$

La valeur 0.75 est celle qui permet la meilleure adéquation des résultats obtenus en appliquant le critère de rejet soit visuellement, soit de façon automatique.

Le principe de l'algorithme qui vient d'être décrit peut être mieux apprécié à la figure 8. Les histogrammes de la vitesse du vent obtenus avec la sélection automatique sont montrés à la figure 9 pour les trois premiers intervalles, bien que deux fonctions de corrélation aient été acceptées au-delà de 615 m. Une dernière vérification à l'œil est décisive pour leur élimination définitive (figure 10).

La meilleure sélectivité du signal, atteinte avec l'application visuelle du critère de rejet, est expliquée par la difficulté d'évaluer par voie informatique la forme de la fonction de

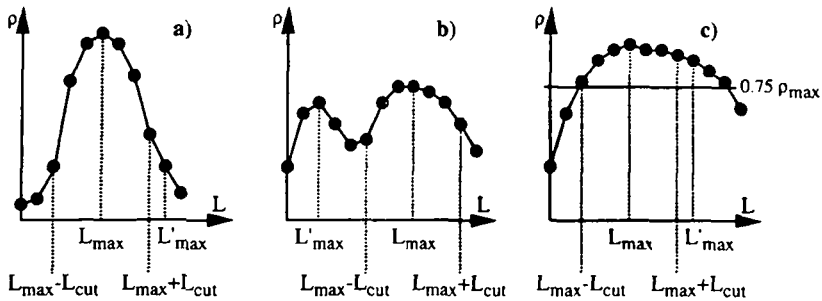


Figure 8: Principe de l'algorithme de rejet. Tandis qu'en a) le graphique est accepté, en b) le double pic est refusé, car vérifie la relation (31), et en c) l'inégalité (32) écarte le maximum trop large.

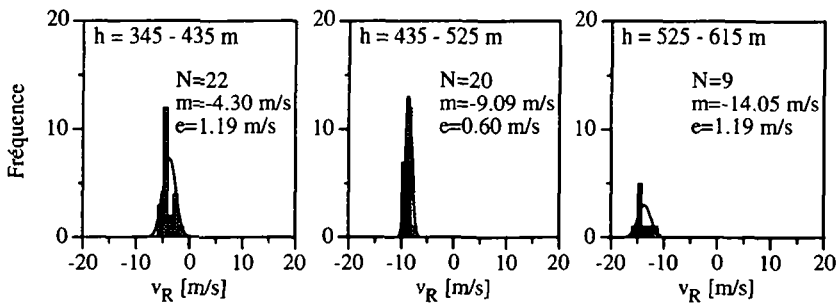


Figure 9: Histogramme de la vitesse radiale du vent pour les trois premiers intervalles en altitude, après l'application automatique du critère de rejet des corrélations mauvaises. N indique le nombre de corrélations acceptées. Après avoir calculé la moyenne arithmétique (m) et l'écart quadratique moyen (e) la fonction gaussienne correspondante a été tracée.

corrélations. Néanmoins, compte tenu de la compatibilité des résultats finaux, la sélection automatique a été utilisée pour tous les fichiers, avec la précaution de contrôler à l'œil les quelques graphiques douteux qui ont franchis la barrière de la routine.

Avant de procéder à cette analyse, le programme a été soumis à un test contraignant: son application à un fichier avec le télescope vertical ne devrait pas fournir de mesure de vitesse,

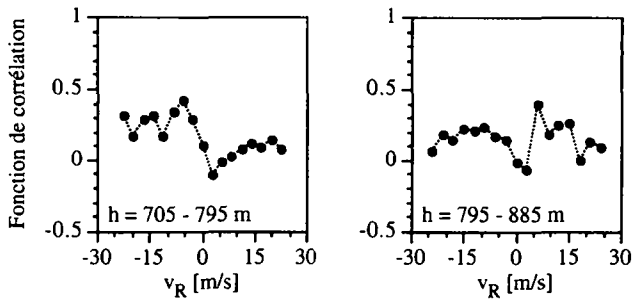


Figure 10: Graphique des deux fonctions de corrélation acceptées par la sélection automatique dans les deux derniers intervalles en altitude.

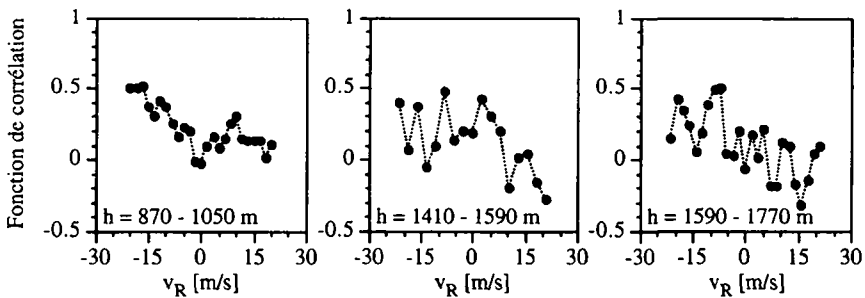


Figure 11: Graphique des trois fonctions de corrélation acceptées par la sélection automatique dans le deuxième et dans les deux derniers intervalles en altitude pour le fichier 6 du 13 septembre 94.

car en ce cas les inhomogénéités dans la concentration des aérosols, en étant transportées par un vent transversale, apparaîtront et disparaîtront rapidement dans le champ de vision de manière aléatoire.

Les données avec émission à 90° les plus proches de celles qui ont été utilisées jusqu'à maintenant serviront d'exemple (fichier 6 du 13 septembre 94). Sauf l'élévation, toutes les constantes de l'algorithme ont été gardées inchangées: la seule différence est donc que $h = 345 - 435$ m (pour $\omega = 30^\circ$) correspond à $h = 690 - 870$ m (pour $\omega = 90^\circ$) et ainsi de suite. La routine retient trois fonctions de corrélation, mais leur définition mauvaise peut être appréciée

à la figure 11. Ceci confirme qu'aucune vitesse verticale de vent n'a pu être déterminée. Le même résultat a été obtenu avec tous les autres ensembles de données acquis avec le télescope vertical.

2.2 - Erreur

La précision dans la reconstruction de la vitesse du vent ne dépend pas seulement du bruit du signal, mais aussi des résolutions spatiale et temporelle (r_R et r_t , respectivement) avec lesquelles les déviations fractionnaires $f(R_i, t_n)$ sont calculées. Des grandes valeurs de r_R , par exemple, impliquent une détermination meilleure des $f(R_i, t_n)$ mais - selon (22) - une résolution en vitesse v_v plus grossière. Comme il a été exprimé à la table 2, le choix ici adopté pour les valeurs de r_R et r_t implique que v_v varie entre 0.75 et 3 m/s.

La dispersion de la vitesse observable à la figure 9 est donc un bon indicateur de l'erreur, car elle est la conséquence du bruit du signal et de la variation systématique des résolutions spatiale et temporelle. Finalement, l'application des estimateurs gaussiens (moyenne arithmétique et écart quadratique moyen) aux mesures de la figure 9 fournit pour la vitesse et son erreur les valeurs affichées à la table 4.

intervalle	v_R [m/s]	σ_{v_R} [m/s]	σ_{v_R}/v_R
1	-4.30	0.25	5.8 %
2	-9.09	0.13	1.4 %
3	-14.05	0.40	2.8 %

Table 4: Mesure de la vitesse du vent, erreur absolue et erreur relative.

L'erreur systématique liée à l'instrument dépend de l'indétermination avec laquelle la distance et le temps sont mesurés. L'incertitude de la distance est de 15 m car elle est dominée par la résolution temporelle du lidar (inverse du taux d'échantillonnage de l'ADC) qui est de 100 ns. Pour les trois premiers intervalles en altitude - centrés à 780, 960 et 1140 m de distance - cette indétermination correspond à une erreur relative entre 2 et 1 %. La mesure du temps (entre 5 et 20 s) a une imprécision négligeable par rapport à ces valeurs.

2.3 - Résultats

Comme il a été remarqué à la section 1.1, l'anémométrie par corrélation avec un faisceau laser fixe peut être appliquée seulement lorsque le lidar est approximativement tourné dans la direction du mouvement d'air. Cette condition a été vérifiée deux fois seulement pendant la campagne de mesure. Les caractéristiques principales des fichiers concernés, ainsi que les mesures de vent conventionnelles simultanées, ont été résumées à la table 5. Les vitesses v_{10} , v_{14} et v_{84} ont été déterminées à 10, 14 et, respectivement, 84 m du sol par un instrument de l'EPFL (v_{10}) et par des dispositifs montés sur une tour à 300 m du système DIAL (v_{14} et v_{84}) [Aman91]. L'angle Φ entre la direction du vent et l'azimut du faisceau a été indiqué avec la convention qu'il est zéro quand la vitesse est de face au télescope.

Date (09/94)	Heure (locale)	N. de fichier	Nombre de coups	Φ [°]	V_{10} [m/s]	V_{18} [m/s]	V_{84} [m/s]
12	16:27	5	3675	6	2.7	3.4	5.2
13	17:23	7	4900	347	2.4	3.7	5.7

Table 5: Caractéristiques des fichiers avec le lidar tourné dans la direction du vent et mesures anémométriques conventionnelles simultanées

Les mesures lidar de la vitesse horizontale correspondantes aux fichiers de la table 5 ont été dessinés à la figure 12, avec v_{10} , v_{14} et v_{84} . Pour le fichier du 12 septembre une résolution en distance moins fine (270 m à la place de 180 m) a été adopté pour compenser le nombre de coups inférieur.

Un avion, équipé d'un anémomètre conventionnel, a mesuré quelques profils de vent le 12 septembre [Klem95]. Malheureusement, ses déterminations les plus proches dans le temps et dans l'espace à celles du lidar ont été effectuées trois heures avant et à environ 15 km de distance. Pour ce qui concerne la comparaison entre vitesses obtenues par corrélation et v_{10} , v_{14} , v_{84} , il faut souligner la différence en résolution temporelle des instruments (100 s et 10 minutes, respectivement). De plus, la distance entre les anémomètres classiques et la région d'atmosphère sondée par laser est d'au moins 700 m. Toute comparaison est donc indicative et confirme que la technique de corrélation fournit l'ordre de grandeur correct.

L'augmentation de la vitesse avec l'altitude, déterminée le 13 septembre, est en accord avec les modèles de vent [Stul88]. Par contre, le profil du 12 montre une inversion à 550 m. Cette

observation est expliquée par la distance relative entre deux points de mesure du lidar (270 m) et par le fait que la masse d'air sondée par laser se trouvait sur le flanc du Mont Hymettus: la composante de la vitesse du vent le long du faisceau pouvait donc être influencée par des effets topographiques locaux. De plus, des inversions similaires sont montrées par l'avion.

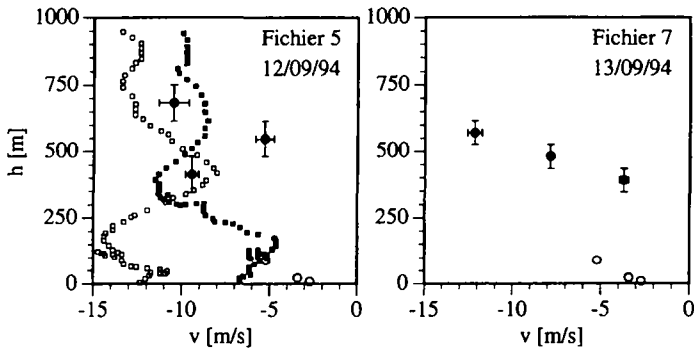


Figure 12: Profils de la vitesse horizontale du vent (fichiers 5 du 12 et 7 du 13 septembre 94). Cercles noirs: lidar (la barre horizontale indique l'erreur, celle verticale l'intervalle de mesure). Cercles blancs: anémomètres conventionnels. Carrés noirs: ascension de l'avion (entre 13:03 et 13:09 heure locale). Carrés blancs: descente de l'avion (entre 13:19 et 13:25 heure locale). La zone où ces dernières mesures ont été effectuées a été indiquée par un petit avion à la figure III.26.

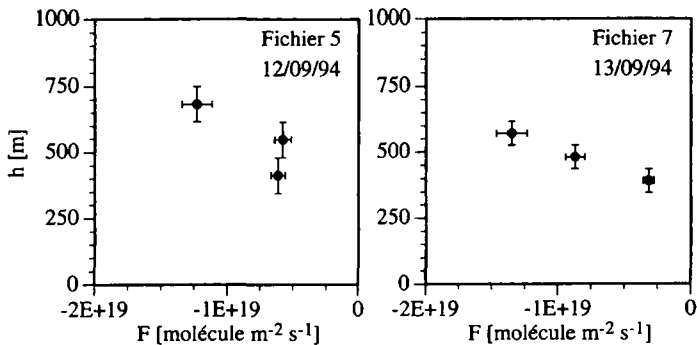


Figure 13: Profils lidar du flux d'ozone (fichiers 5 du 12 et 7 du 13 septembre 94). La barre horizontale indique l'erreur, celle verticale l'intervalle de mesure.

Ces résultats démontrent que le système DIAL de l'EPFL a mesuré, en même temps, le transport et le niveau d'un polluant. En fait, bien que la vitesse du vent v ait été déterminée par l'analyse de la seule rétrodiffusion OFF, le lidar a enregistré aussi le signal ON, ce qui lui permet de mesurer simultanément la concentration d'ozone C . À partir de ces deux variables, le profil du flux d'ozone peut être finalement reconstruit (figure 13) par la relation:

$$F = C v \quad (33)$$

En conclusion, l'application de la méthodologie coup par coup a permis au système DIAL de l'EPFL de remplacer la mesure d'un paramètre statique avec celle d'une quantité dynamique.

3 - Conclusions

Le système DIAL de l'EPFL a démontré sa capacité de fournir un profil de vitesse du vent, grâce à l'application de la méthodologie *coup par coup*. Les caractéristiques de la mesure ont été résumées à la table 6.

erreur	0.1 - 1 m/s
étendue en altitude (relative au lidar)	300 - 800 m
résolution spatiale	90 - 135 m
résolution temporelle	100 s

Table 6: Caractéristiques de la mesure de la vitesse du vent effectuée par le système DIAL de l'EPFL.

Les performances susmentionnées, unies à la détermination simultanée de la concentration d'ozone, ont permis la reconstruction du profil du flux de ce polluant.

Ces résultats encouragent à poursuivre les recherches dans le domaine de l'anémométrie laser par corrélation, notamment en apportant des modifications importantes à l'instrument. Une ultérieure amélioration du rapport signal sur bruit permettrait d'atteindre une résolution temporelle plus fine et, par conséquent, de fournir aux modélisateurs des informations précieuses sur les paramètres qui caractérisent le transfert turbulent des polluants. De plus, la reconstruction tridimensionnelle du champ de vent pourrait être effectuée en utilisant plusieurs faisceaux [Kole88] ou grâce à un miroir pivotant [Scho92].

Références

- [Aman92] Amanatidis G. T., Papadopoulos K. H., Bartzis J. G. and Helmis C. G. (1992) "Evidence of katabatic flows deduced from a 84 m meteorological tower in Athens, Greece" *Boundary-Layer Meteorol.* **58**, 117-132.
- [Asim95] Asimakopoulos D. N., Helmis C. G., Papadopoulos K. H., Kalogiros J. A., Soilemes A. T. and Petrakis M. (1995) "Features of the Athens basin wind flow in view of recent experimental work" in *Urban pollution* (edited by Moussiopoulos N., Power H. and Brebbia C. A.), pp. 1-15. Computational Mechanics Publications, Southampton, UK.
- [Barb87] Barbini R., Milton M. J. T., Pelon J. and Weitkamp C. (1987) *TESLAS research and development proposal*. EUROTRAC ISS, Fraunhofer-Institut für Atmosphärische Umweltforschung, Garmisch-Partenkirchen, Germany.
- [Bela91] Belan B. D., Matvienkov G. G., Grishin A. I., Kovalevskii V. K. and Meleshkin V. E. (1991) "Intercomparison of laser radar and radiosonde techniques of measuring wind velocity vector" *Atmos. Opt.* **4**, 746-749.
- [Bilb80] Bilbro J. W. (1980) "Atmospheric laser Doppler velocimetry: an overview" *Opt. Eng.* **19**, 533-542.
- [Chin89] Chintawongvanich P., Olsen R. and Biloft C. A. (1989) "Intercomparison of wind measurement from two acoustic Doppler sodars, a laser Doppler lidar and in situ sensors" *J. Atmos. Oceanic Technol.* **6**, 785-797.
- [Clif94] Clifford S. F., Kaimal J. C., Lataitis R. J. and Strauch R. G. (1994) "Ground-based remote profiling in atmospheric studies: an overview" *Proc. of the IEEE* **82**, 313-355.
- [Derr70] Derr V. E. and Little C. G. (1970) "A comparison of remote sensing of the clear atmosphere by optical, radio, and acoustic radar techniques" *Appl. Opt.* **9**, 1976-1991.
- [Duri94] Durieux E., Calpini B., Fiorani L., Jaquet L. and Van den Bergh H. (1994) "A shot per shot DIAL system for ozone measurements and for a possible determination of wind fields" in *Proceedings of the 17th International Laser Radar Conference*, pp. 464-467. ICLAS, Sendai, Japan.

- [Duri96] Durieux E. and Fiorani L. (1996) "Application of a new shot per shot methodology to tropospheric ozone measurements with a shot per shot DIAL instrument" to be published in *Instrument development for atmospheric research and monitoring* (edited by Bösenberg J., Brassington D. and Simon P.). Springer-Verlag, Berlin, Germany.

- [Elor75] Eloranta E. W., King J. M. and Weinman J. A. (1975) "The determination of wind speeds in the boundary layer by monostatic lidar" *J. Appl. Meteor.* **14**, 1485-1489.

- [Fior96a] Fiorani L., Calpini B., Jaquet L., Van den Bergh H. and Durieux E. (1996) "Ozone flux determination with a shot per shot DIAL instrument during the MEDCAPHOT field campaign" to be published in *Proceedings of the EUROTRAC Symposium '96* (edited by Borrell P. M., Borrell P., Cvitas T., Kelly K. and Seiler W.). Computational Mechanics Publications, Southampton, UK.

- [Fior96b] Fiorani L., Calpini B., Clappier A., Jaquet L., Müller F., Van den Bergh H. and Durieux E. (1996) "Ozone flux measurements in the troposphere with a shot per shot DIAL instrument operated in the UV spectral region during the MEDCAPHOT campaign" to be published in *Advances in atmospheric remote sensing with lidar* (edited by Ansmann A., Neuber R., Rairoux P. and Wandinger U.). Springer-Verlag, Berlin, Germany.

- [Freh88] Frehlich F. R. (1988) "Estimation of the parameters of the atmospheric turbulence spectrum using measurements of the spatial intensity covariance" *Appl. Opt.* **27**, 2194-2198.

- [Gran95] Grant W. B. (1995) "Lidar for atmospheric and hydrospheric studies" in *Tunable laser applications* (edited by Duarte F. J.), pp. 213-305. Dekker, New York, USA.

- [Haw193] Hawley J. G., Targ R., Henderson S. W., Hale C. P., Kavaya M. J. and Moerder D. (1993) "Coherent launch-site atmospheric wind sounder: theory and experiment" *Appl. Opt.* **32**, 4557-4568.

- [Hoop86] Hooper W. P. and Eloranta E. W. (1986) "Lidar measurements of wind in the planetary boundary layer: the method, accuracy and results from joint

- measurements with radiosonde and kytoon" *J. Climate Appl. Meteor.* **25**, 990-1001.
- [Kass95] Kassomenos P., Petrakis M. and Lykoudis S. (1995) "On the transportation of air pollutants released from major elevated sources to the Athens basin. The northeasterly flow case" in *Urban pollution* (edited by Moussiopoulos N., Power H. and Brebbia C. A.), pp. 169-176. Computational Mechanics Publications, Southampton, UK.
- [Klem95] Klemm O. (1995) "Transport and distribution of air pollutants in Athens (Greece): aircraft measurements during MEDCAPHOT - TRACE" in *Urban pollution* (edited by Moussiopoulos N., Power H. and Brebbia C. A.) pp. 161-168. Computational Mechanics Publications, Southampton, UK.
- [Kole88] Kolev I., Parvanov O. and Kaprielov B. (1988) "Lidar determination of winds by aerosol inhomogeneities: motion velocity in the planetary boundary layer" *Appl. Opt.* **27**, 2524-2531.
- [Lyon92] Lyons W. A., Pielke R. A., Cotton W. R., Keen C. S., Moon D. A. and Lincoln N. R. (1992) "Some considerations of the role of the land/lake breeze in causing elevated ozone levels in the southern lake Michigan region" in *Environmental modelling* (edited by Melli P. and Zannetti P.), pp. 151-171, Computational Mechanics Publications, Southampton, UK.
- [Nash94] Nash J. (1994) "Upper wind observing systems used for meteorological operations" *Ann. Geophys.* **12**, 691-710.
- [Piir95] Piironen A. K. and Eloranta E. W. (1995) "Accuracy analysis of wind profiles calculated from volume imaging lidar data" *J. Geophys. Res.* **100**, 25559-25567.
- [Sasa82] Sasano Y., Hirohara H., Yamasaki T., Shimizu H., Takeuchi N. and Kawamura T. (1982) "Horizontal wind vector determination from the displacement of aerosol distribution patterns observed by a scanning lidar" *J. Appl. Meteor.* **21**, 1516-1523.
- [Scha94] Schaberl T., Bauer M., Bösenberg J., Grabbe G., Peters G. and Senff C. (1994) "Transport processes of ozone in the planetary boundary layer observed with DIAL and radar-RASS" in *Proceedings of the EUROTRAC Symposium '94*

(edited by Borrell P. M., Borrell P., Cvitas T. and Seiler W.), pp. 736-740. SPB Academic Publishing, The Hague, The Netherlands.

- [Scho92] Schols J. L. and Eloranta E. W. (1992) "Calculation of area-averaged vertical profiles of the horizontal wind velocity from volume-imaging lidar data" *J. Geophys. Res.* **97**, 18395-18407.
- [Srog80] Sroga J. T., Eloranta E. W. and Barber T. (1980) "Lidar measurement of wind velocity profiles in the boundary layer" *J. Appl. Meteorol.* **19**, 598-605.
- [Stul88] Stull R. B. (1988) *An introduction to boundary layer meteorology*. Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, The Netherlands.
- [Theo92] Theodor Friedrichs (1992) *Combined sensor technical data*. Theodor Friedrichs GmbH, Hamburg, Germany.
- [Zuev77] Zuev V. E., Vorevodin Y. M., Matvienko G. G. and Samokhvalov I. V. (1977) "Investigation of structure and dynamics of aerosol inhomogeneities in the ground layer of the atmosphere" *Appl. Opt.* **16**, 2231-2235.
- [Zuev83] Zuev V. E. and Naats I. E. (1983) *Inverse problems of lidar sensing of the atmosphere*. Springer-Verlag, Berlin, Germany.

Conclusions et perspectives

Après les premières recherches de pionnier [Gibs75, Mégi77], les systèmes DIAL pour la détermination de l'ozone atmosphérique ont désormais atteint une maturité qui leur permet d'être employés dans des campagnes de mesure [NASA88], d'étudier les phénomènes de transport sur échelle régionale [Ance94] et même de suivre les changements à long terme, surtout lorsqu'ils sont reliés dans des réseaux mondiaux comme NDSC (Network for Detection of Stratospheric Change) [Mégi94].

Dans le cadre de ce développement, la réalisation d'un nouveau lidar coup par coup mobile pour la détermination de l'ozone troposphérique a été présentée. Après que cet instrument a effectué des mesures sur le terrain avec fiabilité et précision, ses profils ont été utilisés pour valider une simulation numérique de la pollution dans la ville d'Athènes. Pour atteindre ce but, une étape clé a été la correction des effets différentiels indépendants de l'ozone, après que leur importance relative a été réduite, grâce à l'accordabilité des lasers colorants qui a permis un choix avisé du couple de longueurs d'onde utilisé pour la méthode DIAL. L'originalité de l'expérience ici décrite, c'est-à-dire la capacité d'enregistrer chaque rétrodiffusion et non seulement sa valeur moyenne dans un intervalle de temps, a été exploitée de différentes manières. La reconstruction de la fonction de distribution du signal a été utilisée soit pour la correction du biais lié à la déformation artificielle des histogrammes à la longue distance (en obtenant ainsi un excellent accord entre les profils DIAL et les déterminations simultanées d'un avion équipé avec des analyseurs ponctuels), soit pour la détermination rigoureuse de l'incertitude statistique. De plus, la propagation de l'erreur a été appliquée à l'algorithme qui tient compte des effets différentiels indépendants de l'ozone. Par ailleurs, l'information ainsi acquise sur le bruit a abouti à la formulation d'un modèle phénoménologique du signal et de sa fluctuation, dont l'utilité pour valider les algorithmes de traitement des données a été montrée. Finalement, l'observation du comportement dynamique

de l'atmosphère par la méthodologie coup par coup a été poussée jusqu'à une première mesure combinée de la concentration d'un polluant et de la vitesse du vent avec le même ensemble de données enregistrées par un lidar. Ces résultats encouragent à poursuivre les recherches dans le domaine de l'anémométrie laser par corrélation, notamment en apportant des modifications importantes à l'instrument. Une ultérieure amélioration du rapport signal sur bruit permettrait d'atteindre une résolution temporelle plus fine et, par conséquent, de fournir aux modélisateurs des informations précieuses sur les paramètres qui caractérisent le transfert turbulent des polluants. De plus, la reconstruction tridimensionnelle du champ de vent pourrait être effectuée en utilisant plusieurs faisceaux ou grâce à un miroir pivotant.

Malgré les succès susmentionnés, les systèmes DIAL ne sont pas encore assez proches à des instruments commerciaux: le réglage de l'optique, le traitement du bruit et la correction pour les effets différentiels indépendants de l'ozone demandent encore l'intervention de personnel hautement qualifié. Quelques tentatives pour pallier à ces problèmes ont été effectuées pendant les années 90: un alignement automatique a été mis en œuvre [McDe91], un lidar qui ne nécessite d'aucune intervention humaine a été conçu [Grun96], une détection à deux télescopes a été réalisée (l'un est dédié à la courte distance, l'autre à la longue, en permettant ainsi de réduire l'importance relative du bruit) [Kemp94] et un algorithme de correction plus précis a été développé (par la détermination additionnelle de la rétrodiffusion Raman de l'azote atmosphérique) [Matt94]. Tous ces efforts, conjointement à l'avènement de nouvelles sources laser accordables - plus puissantes et fiables - et de photomultiplicateurs exempts du bruit induit par le signal, pourront amener à des avancements considérables [Gran95]. Cependant, le domaine dans lequel la majeure partie des efforts devrait être adressée est l'intégration entre mesures et modèles, afin d'établir une stratégie efficace pour la réduction de la pollution: il est souhaitable que, grâce à tous ces progrès, les sciences de l'environnement soient porteuses d'une amélioration effective dans les conditions de vie de l'humanité.

Références

- [Ance94] Ancellet G., Beekmann M. and Papayannis A. (1994) "Impact of a cutoff low development on downward transport of ozone in the troposphere" *J. Geophys. Res.* **99**, 3451-3468.
- [Gibs75] Gibson A. J. and Thomas L. (1975) "Ultraviolet laser sounding of the troposphere and lower stratosphere" *Nature* **256**, 561-563.
- [Gran95] Grant W. B. (1995) "Lidar for atmospheric and hydrospheric studies" in *Tunable laser applications* (edited by Duarte F. J.), pp. 213-305. Dekker, New York, USA.
- [Grun96] Grund C. J. and Sandberg S. (1996) "Depolarization and backscatter lidar for unattended operation" in *Abstracts of the 18th International Laser Radar Conference*, pp. 180. ICLAS, Berlin, Germany.
- [Kemp94] Kempfer U., Carnuth W., Lotz R. and Trickl T. (1994) "A wide-range ultraviolet lidar system for tropospheric ozone measurements: development and application" *Rev. Sci. Instrum.* **65**, 3145-3164.
- [Matt94] Matthias V., Bösenberg J. and Wulfmeyer V. (1994) "Improvement of ozone measurements with DIAL by using an additional Raman Channel" in *Proceedings of the EUROTRAC Symposium '94* (edited by Borrell P. M., Borrell P., Cvitas T. and Seiler W.), pp. 326-329. SPB Academic Publishing, The Hague, The Netherlands.
- [McDe91] McDermid I. S., Haner D. A., Kleiman M. M., Walsh T. D. and White M. L. (1991) "Differential absorption lidar systems for tropospheric and stratospheric ozone measurements" *Opt. Eng.* **30**, 22-30.
- [Mégi77] Mégie G., Allain J. Y., Chanin M. L. and Blamont J. E. (1977) "Vertical profile of stratospheric ozone by lidar sounding from the ground" *Nature* **270**, 329-331.
- [Mégi94] Mégie G. (1994) "Lidar measurements of atmospheric ozone" in *Proceedings of the 17th International Laser Radar Conference*, pp. 385-388. ICLAS, Sendai, Japan.

[NASA88] NASA (1988) Airborne arctic stratospheric expedition. NASA, Moffet Field, USA.

Curriculum vitae

Luca FIORANI

italien

Né le 22 avril 1965 à Città di Castello (Italie)

- | | |
|-------------|---|
| 1971 - 1976 | École primaire, Trévis (Italie) |
| 1976 - 1979 | École secondaire inférieure, Trévis (Italie) |
| 1979 - 1984 | École secondaire supérieure, Trévis (Italie)
Maturité scientifique
Note: 60/60 |
| 1984 - 1990 | Université de Padoue (Italie)
Diplôme en physique
Mémoire: Étude du processus électron - positron en électron - positron à la résonance Z^0 avec le détecteur DELPHI
note: 110/110 summa cum laude |
| 1991 - 1992 | Service national |
| 1993 - 1996 | École Polytechnique Fédérale de Lausanne (Suisse)
Travail de thèse |

Publications

- 1) Durieux E., Calpini B., Clappier A., Fiorani L., Flamm M., Jaquet L., Van den Bergh H.
An innovative high repetition rate shot per shot acquisition system and its application to a new kind of tropospheric lidar measurements
Laude L. D. (ed.), Excimer Lasers, Kluwer Academic Publishers (1994)
- 2) Clappier A., Calpini B., Durieux E., Fiorani L., Jaquet L., Van den Bergh H.
Numerical simulation of a pump-probe lidar experiment
Borrell P. M. et al. (eds.), Proceedings of the EUROTRAC Symposium '94, SPB Academic Publishing (1994)
- 3) Fiorani L., Durieux E., Calpini B., Jaquet L., Van den Bergh H.
Intercomparison of the analysis procedures for tropospheric ozone lidar measurements
Borrell P. M. et al. (eds.), Proceedings of the EUROTRAC Symposium '94, SPB Academic Publishing (1994)
- 4) Durieux E., Calpini B., Fiorani L., Jaquet L., Van den Bergh H.
Changing atmosphere study with a shot per shot lidar instrument
Borrell P. M. et al. (eds.), Proceedings of the EUROTRAC Symposium '94, SPB Academic Publishing (1994)
- 5) Clappier A., Calpini B., Durieux E., Fiorani L., Jaquet L., Van den Bergh H.
Numerical study of a pump and probe lidar experiment for in situ tropospheric measurements of the OH radical
Proceedings of the 17th International Laser Radar Conference, ICLAS (1994)
- 6) Durieux E., Calpini B., Fiorani L., Jaquet L., Van den Bergh H.
A shot per shot DIAL system for ozone measurements and for a possible determination of wind fields
Proceedings of the 17th International Laser Radar Conference, ICLAS (1994)

- 7) Durieux E., Fiorani L.
Data Processing
 À paraître dans: Bösenberg J. et al. (eds.), Instrument Development for Atmospheric Research and Monitoring, Springer-Verlag (1996)
- 8) Durieux E., Fiorani L.
Application of a new shot per shot methodology to tropospheric ozone measurements with a shot per shot DIAL instrument
 À paraître dans: Bösenberg J. et al. (eds.), Instrument Development for Atmospheric Research and Monitoring, Springer-Verlag (1996)
- 9) Müller F., Clappier A., Tissot-Daguette M., Calpini B., Durieux E., Fiorani L., Van den Bergh H.
Air quality simulation over the Greater Athens Area: intercomparison of model results with lidar and aircraft measurements
 À paraître dans: Borrell P. M. et al. (eds.), Proceedings of the EUROTRAC Symposium '96, Computational Mechanics Publications (1996)
- 10) Fiorani L., Calpini B., Jaquet L., Van den Bergh H., Durieux E.
Ozone flux determination with a shot per shot DIAL instrument during the MEDCAPHOT field campaign
 À paraître dans: Borrell P. M. et al. (eds.), Proceedings of the EUROTRAC Symposium '96, Computational Mechanics Publications (1996)
- 11) Fiorani L., Calpini B., Jaquet L., Van den Bergh H., Durieux E.
Ozone flux measurements in the troposphere with a shot per shot DIAL instrument operated in the UV spectral region during the MEDCAPHOT campaign
 À paraître dans: Ansmann A. et al. (eds.), Advances in Atmospheric Remote Sensing with Lidar, Springer-Verlag (1996)
- 12) Durieux E., Fiorani L., Calpini B., Flamm M., Jaquet L., Van den Bergh H.
Tropospheric ozone measurements over the Great Athens Area during the MEDCAPHOT - TRACE campaign with a new shot per shot DIAL instrument. Part A: experimental system and measurements
 soumis à: Atmospheric Environment
- 13) Müller F., Clappier A., Tissot-Daguette M., Calpini B., Durieux E., Fiorani L., Van den Bergh H.
Tropospheric ozone measurements over the Great Athens Area during the MEDCAPHOT - TRACE campaign. Part B: intercomparison of model simulations with lidar measurements
 soumis à: Atmospheric Environment
- 14) Fiorani L., Calpini B., Jaquet L., Van den Bergh H., Durieux E.
A combined determination of wind velocities and ozone concentrations for a first measurement of ozone fluxes with a DIAL instrument
 soumis à: Atmospheric Environment

- 15) Papayannis A., Calpini B., Bais A., Balis D., Van den Bergh H., Durieux E., Fiorani L., Jaquet L., Ziomas I., Zerefos C. S.
The role of urban and suburban aerosols on solar UV radiation over Athens, Greece
soumis à: Atmospheric Environment
- 16) Fiorani L., Calpini B., Jaquet L., Van den Bergh H., Durieux E.
A phenomenological model of lidar signal fluctuation for the simulation of DIAL experiments in the troposphere
soumis à: Applied Optics
- 17) Fiorani L., Calpini B., Jaquet L., Van den Bergh H., Durieux E.
Advances in the determination of statistical errors on DIAL tropospheric ozone measurements by the analysis of shot per shot data samples
soumis à: Applied Optics
- 18) Fiorani L., Calpini B., Jaquet L., Van den Bergh H., Durieux E.
A correction scheme for experimental biases in DIAL tropospheric ozone measurements, based on the analysis of shot per shot data samples
soumis à: Applied Optics

